OVER DE VOORTPLANTING VAN ELECTROMAGNETISCHE TRILLINGEN

DOOR

G. J. ELIAS

Het is bekend, dat men, om de voortplanting van electromagnetische trillingen over groote afstanden te kunnen verklaren, het bestaan moet aannemen van een geïoniseerde laag in de hoogere atmospheer, de z.g. Heaviside-laag. De verschillende redenen, die hiertoe nopen, zijn eenigen tijd geleden door van der Pol [1]) uitvoerig uiteengezet. Het is mijne bedoeling thans na te gaan, wat, naar mijne meening, omtrent de eigenschappen van bovengenoemde geïoniseerde laag gezegd kan worden en welken invloed die eigenschappen hebben op de voortplanting van electromagnetische golven.

1. Wij kunnen met zekerheid twee oorzaken aanwijzen, die ioniseerend zullen werken in de hoogere atmospheer.

In de eerste plaats zijn de corpusculaire stralingen van de zon, met name de α-stralen — heliumatomen, die twee electronen verloren hebben, dus dubbel positief geladen zijn — zoowel bij dag als bij nacht werkzaam, aangezien, zooals Störmer [2]) aangetoond heeft, de α-stralen, die ook de oorzaak zijn van het Noorderlicht, door de gecombineerde werking van gravitatie en aardmagnetisme gedeeltelijk rondom de aarde kunnen loopen, voordat ze in de atmospheer tot stilstand komen. Wij moeten derhalve aannemen, dat deze α-stralen zoowel de dag- als de nachtzijde van de aarde kunnen bereiken en dientengevolge een permanente ionisatie van de hoogere lagen der atmospheer veroorzaken.

In de tweede plaats is bij dag de golfstraling van de zon werkzaam, hiervan zal het licht van zeer korte golflengte (ultraviolet) ionisatie van de atmospheer veroorzaken.

2. Teneinde de werking van den eersten ioniseerenden invloed (de corpusculaire stralingen) in groote trekken te berekenen, nemen

---

[1]) v. d. Pol, De Ingenieur *40*. p. 801, 1925.

[2]) Zie hieromtrent Kater, Hemel en Dampkring, 1910 en 1911.

we aan, dat de α-deeltjes in gelijke mate uit alle richtingen, die een hoek kleiner dan 90° met de verticaal insluiten, de aard-atmospheer treffen, en wel met een constante snelheid v_o. Voor eene bepaalde richting l, die met de verticaal een hoek η insluit, verkrijgen wij, aangezien de afneming van de kinetische energie tengevolge van de ioniseerende werking omgekeerd evenredig is met de snelheid [1]) en evenredig met de dichtheid van het gas,

$$\frac{1}{2} m \frac{d v^2}{d l} = \frac{C \, . \, n}{v} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

waarin m de massa, v de snelheid van het α-deeltje is, C eene constante en n het aantal moleculen in de eenheid van volume, voor welk getal wij kunnen schrijven

$$n = n_o \, e^{-a z} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2),$$

de gewone wet voor de afneming van de dichtheid met de hoogte. Hierin is n_o het aantal moleculen per eenheid van volume aan het aardoppervlak, terwijl de constante a afhangt van het gas en de temperatuur. In het onderhavige geval is aangenomen op grond van nieuwere onderzoekingen van Vegard [2]), dat de hoogere atmospheer uitsluitend uit stikstof bestaat, terwijl voor de temperatuur 220° (absoluut), dus — 53° C. [3]) is ingevoerd. Met behulp van deze gegevens wordt a ongeveer $1{,}5 \, . \, 10^{-6}$.

Integratie van (1) geeft met behulp van (2) en verder invoering van $dz = dl \cos \eta$,

$$\frac{1}{3} m \left(v_o^3 - v^3\right) \cos \eta = \frac{C n_o}{a} \cdot e^{-a z} \quad . \; . \; . \; . \quad (3)$$

De kleinste hoogte z_1, tot waar de α-deeltjes kunnen doordringen, verkrijgen we door $v = o$ en $\eta = o$ te stellen:

$$\frac{1}{3} m v_o^3 = \frac{C n_o}{a} e^{-a z_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Ook is

$$\frac{1}{3} m v_o^3 = C n_o R \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

waarin R in het Duitsch de „Reichweite" van de α-deeltjes wordt genoemd [4]).

---

[1]) Zie o. a. Rutherford, Radioakt. Substanzen und ihre Strahlungen. Leipzig 1913. p. 119 v.v.

[2]) Vegard C. R., *176* p. 947, 1923; Phil. Mag. *46* p. 193, 1923.

[3]) Wegener, Physik. Zeitschr. *12* p. 170, 1911.

[4]) Rutherford, loc. cit.

Uit (4) en (1) wordt verkregen

$$e^{-az_1} = aR \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Voor de α-stralen van $Ra - D$ ($R = 7$ c.M) geeft (6) $z_1 = 78$ K M, voor $R = 3{,}3$ cm (α-stralen van R_a) is het resultaat $z_1 = 82$ K M. Hieruit volgt, dat de onderste grens van de permanent geïoniseerde laag zou gelegen zijn op eene hoogte van omstreeks 80 K.M.

Proefondervindelijk heeft Appleton [1]) hiervoor gevonden 85 K.M., terwijl Eckersley, naar eene mondelinge mededeeling, 80 K.M. opgeeft.

Verder verkrijgen we uit (3)

$$v^2 = \left[\frac{3\,C n_o}{m}\left(R - \frac{e^{-az}}{a \cos \eta}\right)\right]^{2/3} \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

De ioniseerende werking in eene laag dz van de onder een hoek η invallende α-stralen vinden we met behulp van (7) evenredig met

$$\frac{1}{2} m \cdot \frac{dv^2}{dz} \cdot dz = \frac{(C n_o)^{2/3}}{\cos \eta} \cdot \left(\frac{m}{3}\right)^{1/3} \cdot \left[R - \frac{e^{-az}}{a \cos \eta}\right]^{-1/3} \cdot e^{-az} \cdot dz.$$

Aangezien de lengte der stralen binnen de laag dz evenredig is met $\frac{1}{\cos \eta}$, wordt de ioniseerende werking per eenheid van volume evenredig met

$$(C n_o)^{2/3} \cdot \left(\frac{m}{3}\right)^{1/3} \cdot \left(R - \frac{e^{-az}}{a \cos \eta}\right)^{-1/3} \cdot e^{-az} \quad \ldots \quad (8)$$

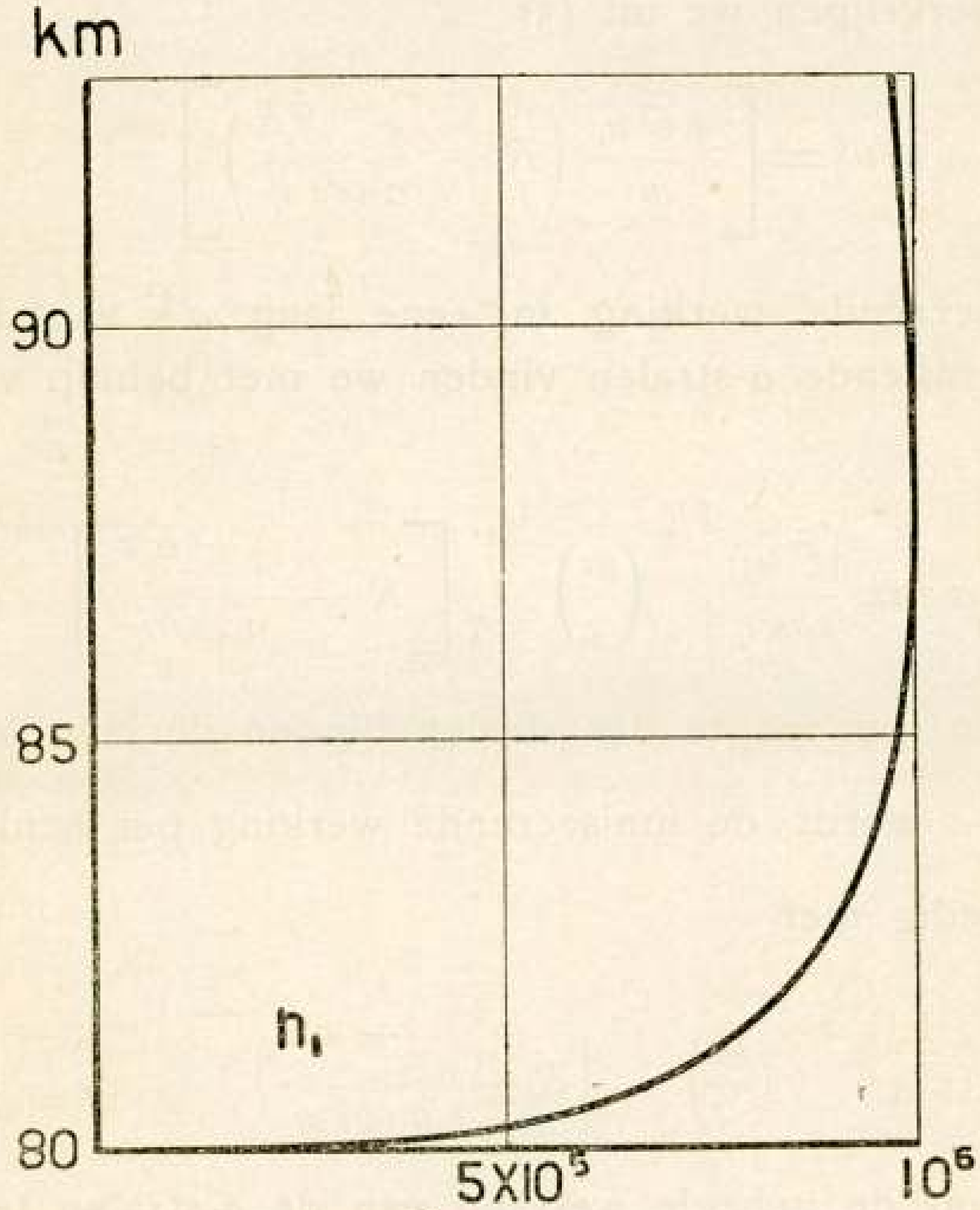
Om hieruit de geheele werking van de α-stralen te vinden, afkomstig van de stralen uit alle richtingen, moeten we vermenigvuldigen met $2\pi \sin \eta \, d\eta$ en integreeren tusschen de grenzen $\eta = o$ en $\eta = arc \cos \frac{e^{-az}}{aR}$, aangezien de onder een grooteren hoek invallende stralen niet meer bijdragen tot de ionisatie op de hoogte z, omdat ze niet zoover kunnen doordringen. Op deze wijze wordt de geheele ioniseerende werking per eenheid van volume gevonden evenredig met

[1]) Appleton, Tijdschr. v. h. Ned. Rad. Gen. *2* p. 115, 1925. Proc. Roy. Soc. A *109*, 1925.

$$C_1 \cdot e^{-az} \int_{\frac{e^{-az}}{aR}}^{1} \left(R - \frac{e^{-az}}{ax} \right)^{-1/3} dx \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

als we $\cos \eta = x$ stellen; C_1 is eene constante, die evenredig is met het aantal per tijdseenheid invallende α-deeltjes, voorloopig kennen we deze niet. Uit (9) volgt, hoe de ioniseerende werking met de hoogte verandert.

Noemen we nu het aantal per tijdseenheid en per volume-eenheid



Figuur 1

gevormde ionen, dat door (9) wordt weergegeven, N. Om hieruit de ionendichtheid n_1, d. w. z. het aantal ionen per eenheid van volume, te verkrijgen, moet de recombinatiesnelheid bekend zijn. Deze is evenredig met het quadraat van de ionendichtheid, waarbij de recombinatiecoëfficiënt naar proeven van Langevin [1]) evenredig met de gasdichtheid kan gesteld worden. Dit geeft

$$N = \gamma \, n \, n_1^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

waarin n door (2) is gegeven. Uit (10) resulteert

[1]) Langevin, Ann. d. Chim. et d. Phys. (7) 28 p. 433, 1903.

$$n_1 = C_2 \left[\int_{\frac{e^{-a z}}{a R}}^{1} \left(R - \frac{e^{-a z}}{a x} \right)^{-1/3} d x \right]^{1/2} \quad . \quad . \quad (11)$$

waarin C_2 een nieuwe, voorloopig nog onbekende constante voorstelt. Figuur I stelt n_1 als functie van z voor, verderop zullen we uiteenzetten, hoe de evenredigheidsfactor voor deze graphische voorstelling geschat is. Uit het verloop der kromme is te zien, hoe snel de ionendichtheid met de hoogte toeneemt.

3. Voor de berekening van de ionisatie onder den invloed van de golfstraling der zon [1]) maken we gebruik van de uitdrukking voor de verandering der intensiteit van de stralen met de frequentie ν met de hoogte

$$d\, I_\nu = \beta_\nu \,.\, n \,.\, I_\nu \,.\, d z \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

waarin $\beta_\nu \,.\, n$ de met de gasdichtheid evenredige absorptiecoëfficiënt voorstelt, I_ν de intensiteit van de stralen met de frequentie ν. Integratie onder invoering van (2) geeft

$$I_\nu = I_{\nu\infty} \,.\, e^{-\frac{\beta_\nu \,.\, n_0}{a} \,.\, e^{-a z}} \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

waarin $I_{\nu\infty}$ de intensiteit op zeer grooten afstand van de aarde voorstelt. Een gedeelte van de geabsorbeerde energie wordt voor de ionisatie verbruikt. Noemen wij dit gedeelte k_ν en de energie, die noodig is voor de ionisatie van één molecule W, dan verkrijgen we voor het aantal per tijdseenheid en per volumeeenheid door de stralen met de frequentie ν gevormde ionenparen

$$\frac{k_\nu \,.\, n.\, \beta_\nu \,.\, I_\nu}{W} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Door integratie van deze uitdrukking over alle bij de ionisatie werkzame frequenties verkrijgen we het totale aantal ionen, dat per tijdseenheid en per volumeeenheid gevormd wordt. In den evenwichtstoestand is dit aantal gelijk aan het getal ionen, dat tot moleculen recombineert. Bezigen we hiervoor bovenstaande uitdrukking (10) dan verkrijgen we voor de ionendichtheid

---

[1]) De hier volgende beschouwingen heb ik gedeeltelijk reeds vroeger (Tijdschr. Ned. Rad. Gen. *2* p. 1, 1923) ontwikkeld, volledigheidshalve worden ze hier herhaald.

$$n_1^2 = \frac{1}{\gamma W} \int_{\nu_0}^{\infty} k_\nu \beta_\nu I_{\nu\infty} e^{-\frac{\beta_\nu n_0}{\alpha} \cdot e^{-\alpha z}} . d\nu \qquad (15)$$

Van de grootheden β_ν en k_ν is weinig bekend. Wat β_ν betreft, zoo is het op grond van nieuwere onderzoekingen waarschijnlijk, dat de voor de ionisatie sterk werkzame frequenties minder sterk geabsorbeerd worden dan vroeger veelal werd aangenomen [1]). In verband hiermede is voor β_ν de orde van grootte tusschen 10^{-20} en 10^{-21} waarschijnlijk. Bij de berekening van de ionisatie op grond van (15) is β_ν bij wijze van schatting als eene constante aangenomen ten bedrage van $2 \cdot 10^{-21}$. Overigens kunnen we opmerken, dat eene verandering van β hoofdzakelijk alleen in dier voege op het resultaat van invloed is, dat de geïoniseerde laag des te hooger ligt, naarmate β grooter is; wordt β tienmaal zoo groot aangenomen, dan verschuift de geïoniseerde laag zich omstreeks 15 K.M. omhoog. Bovendien is de ionendichtheid met de wortel uit β evenredig. Van de grootheid k_ν is alleen zooveel bekend, dat van de geabsorbeerde energie slechts een gedeelte voor de ionisatie gebezigd wordt. Bij wijze van schatting is ter berekening van de ionendichtheid uit (15) deze grootheid constant aangenomen en gelijk 0.1 gesteld. Zeer groot is de invloed van dit getal niet, aangezien n_1 evenredig is met de wortel er uit.

Worden β en k constant aangenomen, dan wordt (15)

$$n_1^2 = \frac{k \cdot \beta}{\gamma W} e^{-\frac{\beta n_0}{\alpha} \cdot e^{-\alpha z}} . \int_{\nu_0}^{\infty} I_{\nu\infty} \, d\nu \quad . \quad . \quad (16)$$

De hierin voorkomende integraal is met behulp van de stralingswet van Planck berekend, waarbij als temperatuur van de zon 6000° (absoluut) is aangenomen, terwijl voor de grensfrequentie ν_0 van de voor de ionisatie werkzame stralen 150 $\mu\mu$ is ingevoerd, hetgeen misschien te laag is [2]).

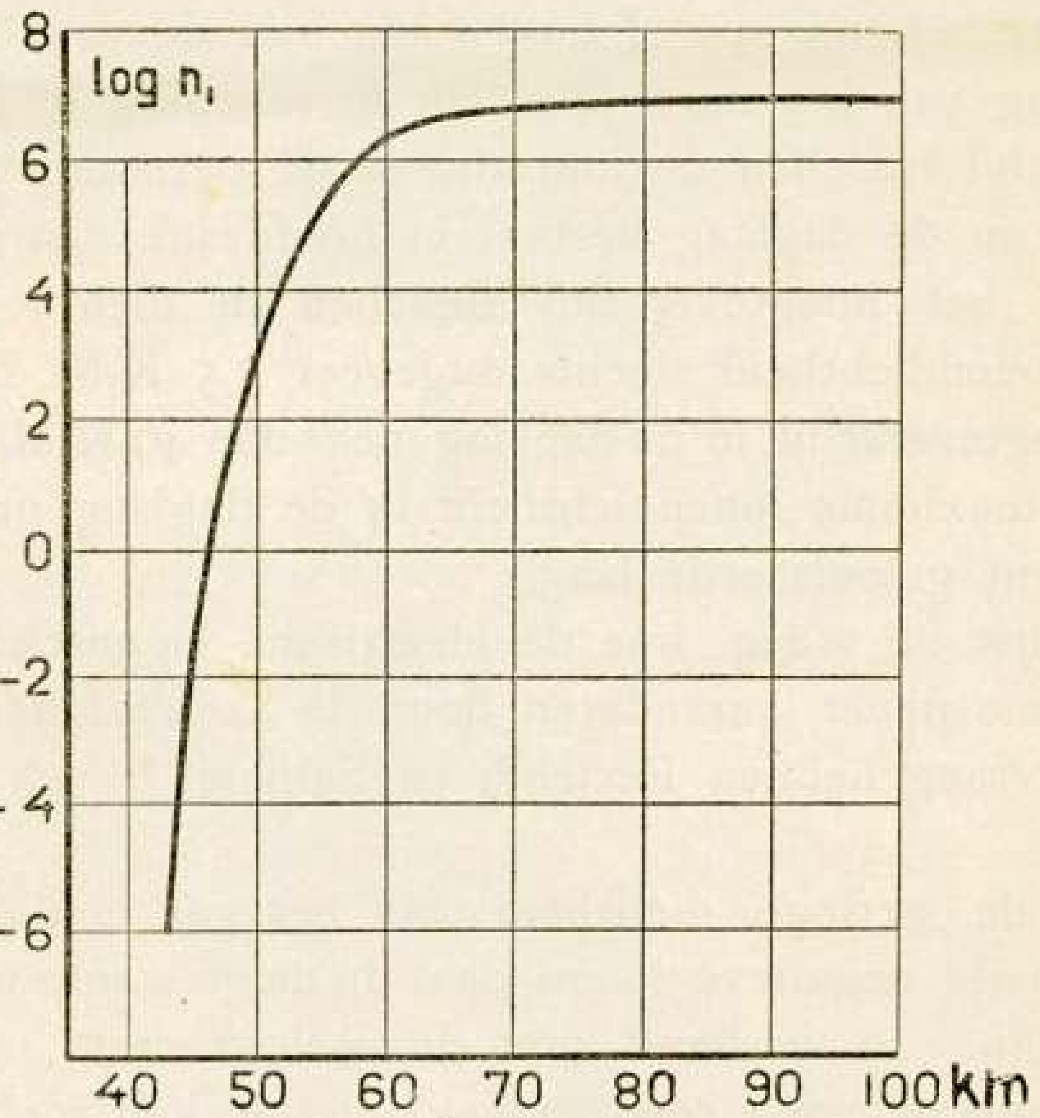
De met behulp van de genoemde gegevens onder gebruikmaking van (16) berekende ionendichtheid is weergegeven in figuur 2, de abscissen stellen de hoogte boven het aardoppervlak voor, de ordi-

---

[1]) Hopfield, Phys. Review Dec. 1922.

[2]) Zie hieromtrent Handb. d. Radiologie III, Leipzig 1916 p. 380 v.v.

naten de (Briggiaansche) logarithmen van de ionendichtheid. Het blijkt, dat tengevolge van den ioniseerenden invloed van het zonlicht op eene hoogte van 50—60 K.M. de atmospheer sterk geïoniseerd is. Voor de hoogte dezer „daglaag" neemt Eckersley 40 K.M. aan; bij deze oederstelling is n.l. de op verschillende afstanden van een zender gemeten [1]) amplitude het best in overeenstemming met de theoretische formulte van Watson [2]). Echter moet hierbij worden opgemerkt, dat Watson aan zijne formule de onderstelling ten grondslag legt, dat op zekere hoogte in de atmospheer het geleidingsvermogen discontinu van de waarde nul op een bepaald bedrag springt, hetgeen zeker niet juist is. In ver-



Figuur 2

band hiermede is de door Eckersley opgegeven waarde aan twijfel onderhevig.

Vallen de zonnestralen onder een hoek η in, dan geldt voor de verandering der intensiteit in plaats van (12)

$$d\, I_\nu = n \,.\, \beta_\nu \,.\, I_\nu \,.\, \frac{d\,z}{\cos\eta} \quad \ldots\ldots \quad (17)$$

waaruit volgt

$$I_\nu = I_{\nu\infty}\, e^{-\frac{\beta\, n_0}{a \cos\eta}\,.\,e^{-a z}} \quad \ldots\ldots \quad (18)$$

[1]) Marconi Company's Expedition results. J. Inst. El. Eng. *63* p. 933, Oct. 1925.
[2]) Watson. Proc. Roy. Soc. London, A *95* p. 546, 1919.

Voor het aantal der per tijdseenheid en per volumeenheid gevormde ionenparen geldt weer (14). In de onderstelling, dat β_ν en k_ν als constanten kunnen worden opgevat, verkrijgen we dan ten slotte in plaats van (16)

$$n_1^2 = \frac{k\,\beta}{\gamma\,W} \cdot e^{-\frac{\beta\,n_o}{a\cos\eta} \cdot e^{-a z} \int_{\nu_o}^{\infty} I_{\nu\infty}\,d\nu} \qquad (19)$$

Hieruit blijkt, dat de geïoniseerde lagen voor $\eta \neq o$ eenigszins naar boven worden verplaatst. Voor $\eta = 60°$ bedraagt het hoogteverschil echter slechts ongeveer 4 K.M. Indien η ongeveer 90° bedraagt (d.i. bij op- of ondergang van de zon) is het noodig de kromming van het aardoppervlak in rekening te brengen [1]).

Het verschil tusschen de ionisatie in de permanent geïsoneerde laag en die in de daglaag bestaat in hoofdzaak daarin, dat in de eerste laag het hoogteverschil tusschen de dichtheid nul en de maximale ionendichtheid slechts ongeveer 7.5 K.M. bedraagt, terwijl dit hoogteverschil in de daglaag meer dan 40 K.M. is. Andererzijds is de maximale ionendichtheid in de daglaag grooter dan in de permanent geïoniseerde laag.

4. Nu rijst de vraag, hoe de electrische eigenschappen van de hoogere atmospheer veranderen door de aanwezigheid der ionen. Met deze vraag hebben Eccles [2]) en Salpeter [3]) zich reeds bezig-gehouden.

Wegens de geringe dichtheid van het gas in de geïoniseerde lagen zullen de negatieve ionen daar in de gedaante van electronen aanwezig zijn. In verband met de veel grootere bewegelijkheid der electronen in een electrisch veld, vergeleken met de positieve ionen, kunnen we aannemen, dat alleen de electronenbewegingen de verschijnselen zullen bepalen, terwijl we van de beweging der positieve ionen geheel afzien.

Zij de op de electronen werkende electrische kracht $F = F_m \sin \omega t$, dan is de bewegingsvergelijking van het electron

$$m \frac{dv}{dt} = q\,F_m \sin \omega t \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (20)$$

waarin m de massa, q de lading en v de snelheid van het electron

---

[1]) Zie hieromtrent Elias. Tijdschr. Ned. Rad. Gen. *2*, p. 9 v.v. 1923.

[2]) Eccles. Proc. Roy. Soc. London A *87* p. 79, 1912 (vertaald Jahrb. d. drahtl. Tel. *8* p. 253, 1914); Electrician Sept. 1912; Jahrb. d. drahtl. Tel. *8* p. 282, 1914.

[3]) Salpeter Phys. Z. *14* p. 201, 1913 (overgedrukt Jahrb. d. drahtl. Tel. *8* p. 247, 1914).

is. We nemen aan, dat de snelheid, die het electron in het electrisch veld verkrijgt, klein is t.o.v. de snelheid der warmtebeweging v_o en dat deze snelheidstoeneming telkens bij eene botsing verloren gaat, zoodat elke nieuwe weglengte weder met de snelheid der warmtebeweging v_o begint. Beschouwen we den toestand ten tijde t en nemen we aan, dat de weglengte met den tijdsduur τ begonnen is op het tijdstip $t - t_1$. De versnelling op den tijd $t - t'$ bedraagt dan

$$\frac{q\,F_m}{m} \sin \omega \,(t - t')$$

derhalve de snelheidstoeneming in het veld ten tijde t

$$\frac{q\,F_m}{m} \int_{t_1}^{o} \sin \omega \,(t - t')\, dt' = \frac{q\,F_m}{m} \left[\cos \omega \,(t - t_1) - \cos \omega t\right]$$

De grootheid t_1 doorloopt alle waarden van o tot τ, wanneer alleen de weglengten met tijdsduur τ beschouwd worden. De gemiddelde snelheidstoeneming in het veld bedraagt derhalve ten tijde t voor een weglengte met tijdsduur τ

$$\frac{1}{\tau}\,\frac{q\,F_m}{m} \int_{o}^{\tau} \left[\cos \omega \,(t - t_1) - \cos \omega \,t\right] d\,t_1 =$$

$$= \frac{q\,F_m}{\omega\, m} \left[\frac{1 - \cos \omega \tau}{\omega \tau} \sin \omega \,t - \frac{\omega \tau - \sin \omega \tau}{\omega \tau} \cos \omega \,t\right] \qquad (21)$$

De waarschijnlijkheid van een weg tusschen τ en $\tau + d\tau$ bedraagt, wanneer v_o de gemiddelde snelheid der warmtebeweging is en l de gemiddelde weglengte,

$$\frac{v_o}{l}\, e^{-\frac{v_o \tau}{l}}\, d\tau \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (22)$$

Door vermenigvuldiging van (21) met (22) en integratie naar τ van o tot ∞ verkrijgen we ten slotte voor de gemiddelde toeneming der snelheid in het electrisch veld

$$v' = \frac{q\,F_m\,v_o}{\omega\,m\,l}\int_0^{\infty}\left[\frac{1-\cos\omega\tau}{\omega\tau}\sin\omega t - \frac{\omega\tau-\sin\omega\tau}{\omega\tau}\cos\omega\tau\right].e^{-\frac{v_o\tau}{l}}.d\tau =$$

$$= \frac{q\,F_m\,v_o}{\omega^2\,m\,l}\left[ln\frac{\sqrt{v_o^2+\omega^2 l^2}}{v_o}\sin\omega t - \left(\frac{\omega l}{v_o} - \frac{\pi}{2} + arc\,tg\frac{v_o}{\omega l}\right)\cos\omega t\right] \quad (23)\ [1]$$

De uitdrukking tusschen vierkante haken bevat twee termen, de eene is evenredig met *sin* ωt de andere met *cos* ωt. De eerste is derhalve in phase met het electrische veld, en beantwoordt daarom aan een geleidingsvermogen van het geïoniseerde gas. De tweede term heeft een phase, tegengesteld aan die van den diëlectrischen verschuivingsstroom, n,l. 90° achter bij het electrische veld. We komen dientengevolge tot de conclusie, dat de diëlectrische constante, die zonder aanwezigheid van ionen practisch gelijk aan de eenheid zou zijn, tengevolge van de ionenbeweging schijnbaar verkleind wordt. Aangezien de dichtheid van den ionenstroom $n_1\,q\,v'$ bedraagt, zoo verkrijgen we voor het geleidingsvermogen g en de afneming van de diëlectrische constante $\triangle\,\varepsilon$:

$$g = \frac{n_1\,q^2\,v_o}{\omega^2\,m\,l}\,ln\frac{\sqrt{v_o+\omega^2\,l^2}}{v_o},\quad \triangle\,\varepsilon = -\frac{4\pi\,n_1\,q^2\,v_o}{\omega^3\,m\,l}\left(\frac{\omega\,l}{v_o} - \frac{\pi}{2} + arc\,tg\frac{v_o}{\omega\,l}\right) \quad (24)$$

Door de ionenbeweging wordt dus eenerzijds een geleidingsstroom veroorzaak, andererzijds wordt de diëlectrische verschuivingsstroom beïnvloed. Uit (24) is te zien, dat de relatieve grootte van beide invloeden afhangt van $\frac{\omega\,l}{v_o}$ d.w.z. van de verhouding van de gemiddelde vrije weglengte tot den afstand, dien een electron in den tijd van ééne periode van de electromagnetische trilling aflegt. Is $\frac{\omega\,l}{v_o} << 1$, hetgeen het geval zal zijn bij niet al te kleine dichtheid van het gas, derhalve op niet te groote hoogte en bij niet al te hooge frequentie, zoo is de invloed van de ionen op den geleidingsstroom overwegend, terwijl voor $\frac{\omega\,l}{v_o} >> 1$, waaraan voldaan zal zijn op groote hoogte (dus kleine dichtheid van het gas) en bij hooge frequentie, de invloed op den verschuivingsstroom de

[1] Tengevolge van eenigszins gewijzigde onderstellingen en eene andere wijze voor de bepaling van de gemiddelde snelheidstoeneming wijkt (23) af van de overeenkomstige uitdrukking bij Salpeter.

voornaamste rol zal spelen. In de onderstaande tabel zijn de waarden van $\frac{\omega l}{v_o}$ voor verschillende golflengten en verschillende hoogten boven de aarde opgegeven. Voor v_o is aangenomen de gemiddelde snelheid der warmtebeweging voor electronen bij 220° (absoluut), voor l de gemiddelde weglengte der electronen, zooals die volgt uit proeven van Townsend en Tizard [1]).

Golflengte	Frequentie (ω)	Hoogte boven het aardoppervlak (in K.M.)				
		50	60	75	100	150
10 K. M.	1.89×10^5	1.26×10^{-4}	4.85×10^{-4}	5.3×10^{-3}	2.3×10^{-1}	4.15×10^2
1 K. M.	1.89×10^6	1.26×10^{-3}	4.85×10^{-3}	5.3×10^{-2}	2.3	4.15×10^3
100 M.	1.89×10^7	1.26×10^{-2}	4.85×10^{-2}	5.3×10^{-1}	2.3×10	4.15×10^4
10 M.	1.89×10^8	1.26×10^{-1}	4.85×10^{-1}	5.3	2.3×10^2	4.15×10^5

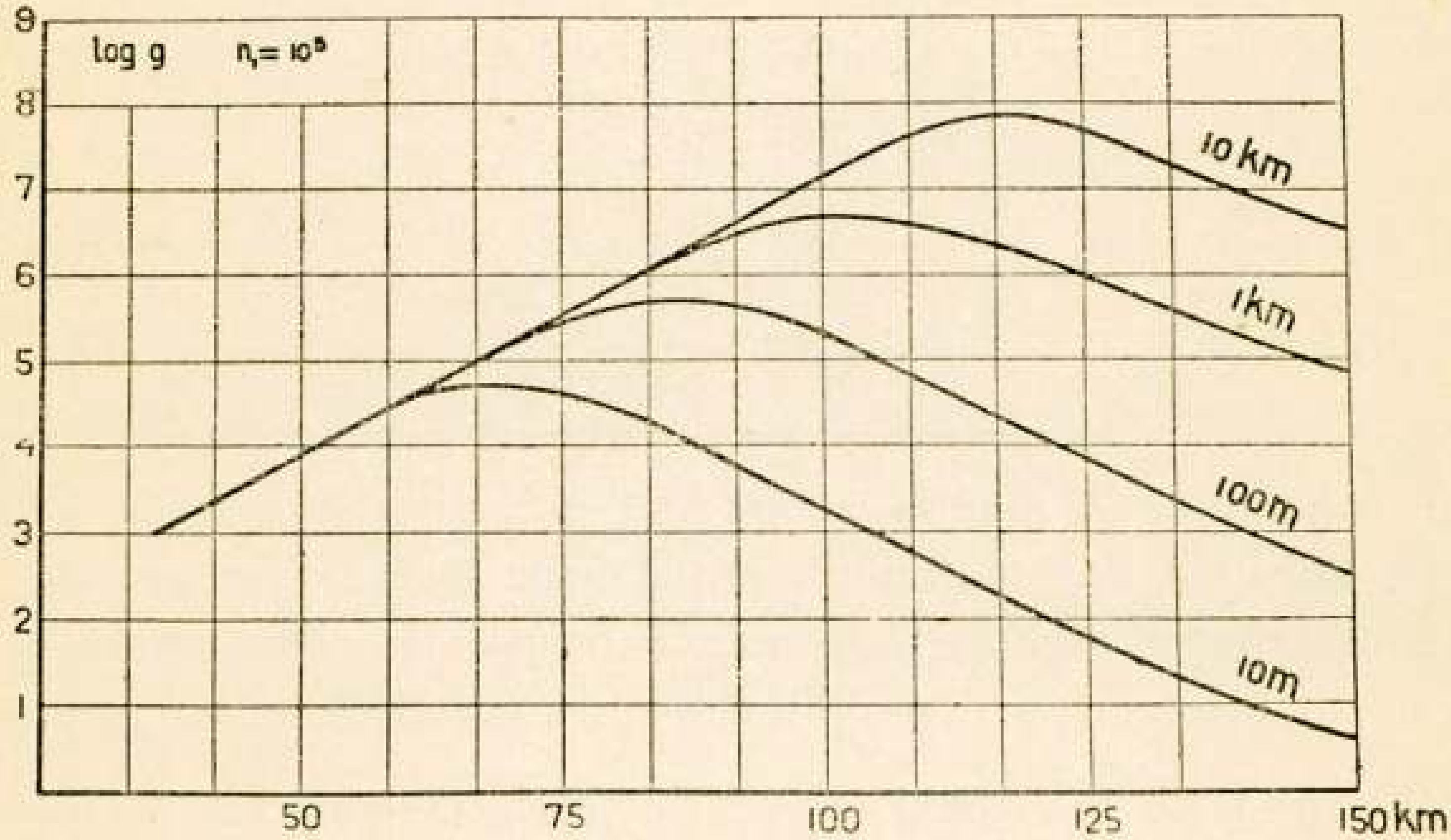
Bij constante frequentie neemt het geleidingsvermogen met de hoogte toe tot een maximum om daarna weer af te nemen, het maximum neemt af met toenemende frequentie. De vermindering van de dichtheid van den diëlectrischen verschuivingsstroom, uitgedrukt door de grootheid $\frac{\omega . \triangle \varepsilon}{4 \pi}$, neemt bij constante frequentie asymptotisch tot een eindwaarde toe, welke eindwaarde des te kleiner is, naarmate de frequentie hooger is. In fig. 3 is de Briggiaansche logarithme van het geleidingsvermogen aangegeven als functie van de hoogte in de onderstelling, dat de ionendichtheid overal constant is en gelijk aan 10^5. In fig. 4 is de logarithme van $-\frac{\omega \triangle \varepsilon}{4 \pi}$ als functie van de hoogte weergegeven, eveneens bij constante ionendichtheid 10^5. Deze figuren illustreeren onmiddellijk den invloed der ionen op den geleidingsstroom, resp. den diëlectrischen verschuivingsstroom. In fig. 5 is $- \triangle \varepsilon$ als functie van de hoogte weergegeven, insgelijks voor constante ionendichtheid 10^5. In het gebied waar $- \triangle \varepsilon \geqq 1$ voor een bepaalde frequentie, is de voortplanting van electromagnetische golven van de betreffende frequentie onmogelijk (zie verderop p. 16).

[1]) Townsend en Tizard. Proc. Roy. Soc. London A *88* p. 336, 1913.

Voorts geven de figuren 6 en 7 resp. log g en log $\left(\frac{-\omega \triangle \varepsilon}{4\pi}\right)$ in de onderstelling, dat de ionendichtheid beantwoordt aan fig. 1, ze stellen dus voor den invloed der ionen op den geleidingsstroom resp. den diëlectrischen verschuivingsstroom in de permanent geïoniseerde laag. Op dezelfde wijze stellen de figuren 8 en 9 deze grootheden voor de daglaag voor; aan deze figuren ligt de in fig. 2 aangegeven ionendichtheid ten grondslag.

De betrekkingen (24) kunnen we voor $\frac{\omega l}{v_o} \ll 1$ schrijven

$$g = \frac{n_1 . q^2 . l}{2 m v_o}, \quad \triangle \varepsilon = - \frac{2 \pi n_1 q^2 l^2}{m v_o^2}, \quad . \; . \; . \; . \; (25)$$



Figuur 3

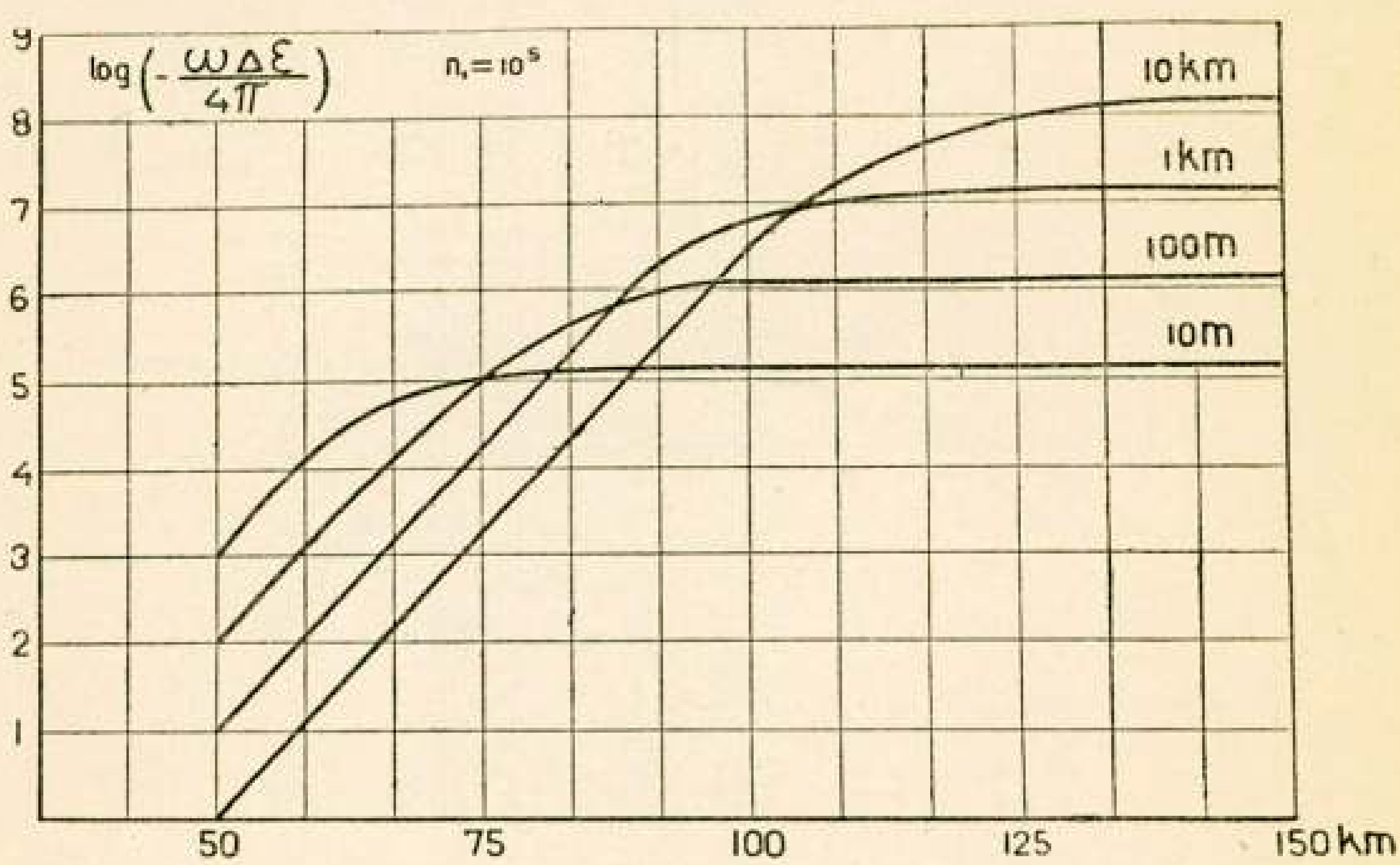
terwijl voor $\frac{\omega l}{v_o} \gg 1$ tennaastenbij wordt

$$g = \frac{n_1 q^2 v_o}{2 \omega^2 m l} \ln \frac{\omega l}{v_o}, \quad \triangle \varepsilon = - \frac{4 \pi n_1 q^2}{\omega^2 m} \quad . \; . \; (26)$$

Feitelijk zou bij dag de gecombineerde invloed zoowel van de corpusculaire stralen als van de golfstraling van de zon moeten worden nagegaan. Waar echter in de daglaag beneden 80 K.M., dus op eene hoogte, waar de α-stralen niet meer doordringen, reeds eene zeer sterke ionisatie aanwezig is alleen tengevolge van de golfstraling, is het voldoende bij dag alleen hiermede rekening te houden.

5. Het gedrag der electromagnetische golven zal geheel verschillend zijn naar gelang de invloed der ionen op den geleidingsstroom of die op den verschuivingsstroom overweegt. In het eerste

geval hebben we rekening te houden met de absorptie der stralen, die met de ionisatie toeneemt en in bepaalde lagen zoo sterk zal zijn, dat de directe stralen practisch geheel uitgedoofd worden. Echter zal in dit geval in meerdere of mindere mate reflectie der stralen aan de geïoniseerde lagen plaats vinden. Om hieromtrent eenig inzicht te verkrijgen, zullen we als benadering aannemen, dat het geleidingsvermogen met de hoogte verandert als e^{pz}. Deze onderstelling zal voor de bij de reflectie van de langere golven het meest werkzame laag wel toelaatbaar zijn, wanneer men bedenkt, dat deze golven eene grootere hoogte, waar het geleidingsvermogen niet meer als e^{pz} verandert, toch niet kunnen bereiken. Zoo kan aangenomen worden (zie fig. 8), dat bij dag voor golven met een golflengte $<$ 1 K.M, de hoogte tusschen 50 en 60 K.M.,



Figuur 4

waar het geleidingsvermogen van ongeveer 10^{-19} e.m.e. tot 10^{-15} e.m.e. verandert, de meest werkzame is. In deze laag kan het verloop van log g bij benadering lineair worden aangenomen, waaruit volgt $p = 1.1$ (K.M.$^{-1}$). Voor kortere golven zou de voor de reflectie het meest werkzame laag naar boven verschoven moeten worden, waaruit een kleinere waarde voor p zou volgen.

Berekend kan worden, dat de amplitude, die gereflecteerd wordt door een middenstof, waarvan het geleidingsvermogen verandert als e^{pz}, nagenoeg

$$e^{-\frac{2\pi\omega \sin\zeta}{pc}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (27)$$

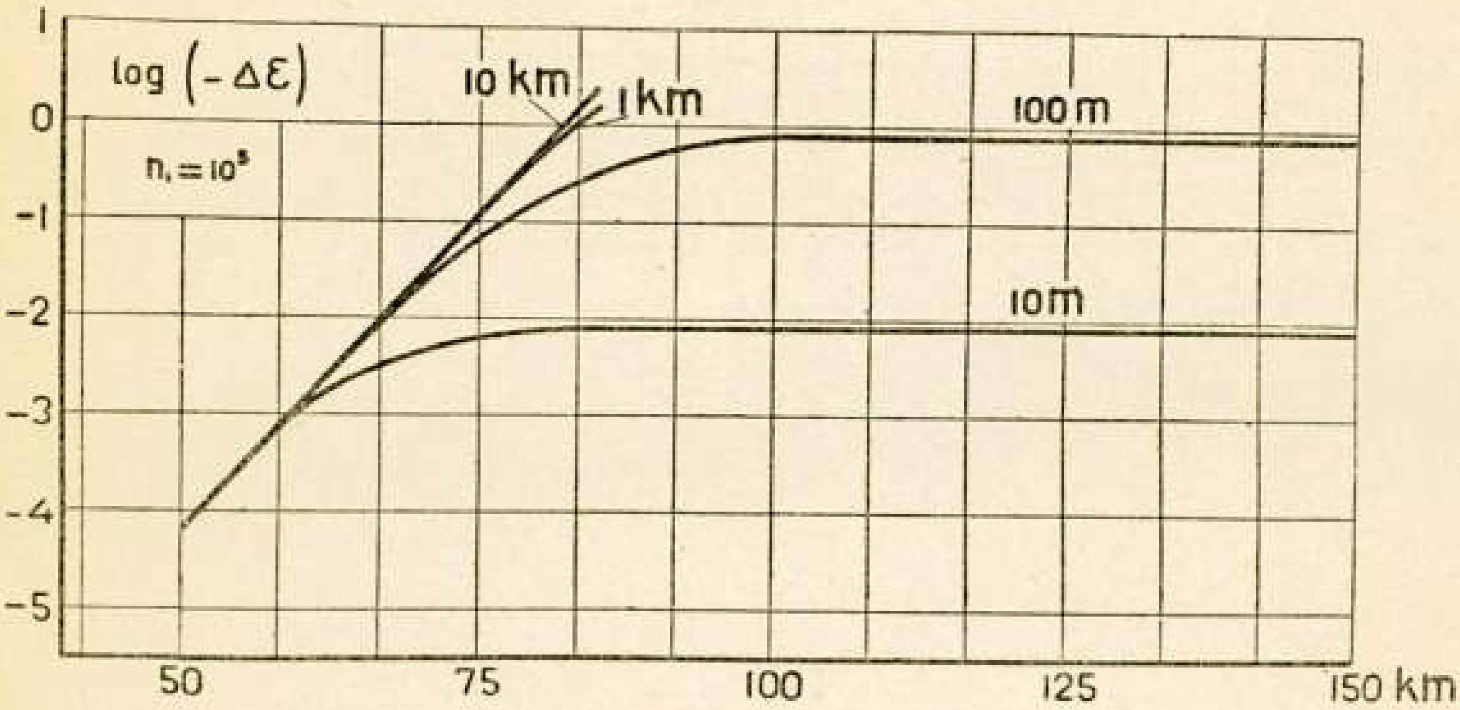
bedraagt, waarin ζ het complement van den invalshoek en c de lichtsnelheid bedraagt. Voor voldoend kleine waarden van ζ kan (27) geschreven worden

$$1 - \frac{2\pi\omega\zeta}{pc} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (28)$$

Aan den anderen kant heeft Watson [1]) overeenstemming gevonden tusschen zijne theoretische formule, waarbij een discontinue verandering van het geleidingsvermogen in de hoogere atmospheer werd aangenomen (zie boven p. 7) en de voor golven van ongeveer 2—5 K.M. golflengte empirisch opgestelde formule van Austin [2]) en wel moest daartoe ingevoerd worden, dat het geleidingsvermogen in de hoogere atmospheer discontinu van nul op 1.4×10^{-15} e.m.e. veranderde. Nu is de amplitudo, die teruggekaatst wordt door een geleidend oppervlak bij voldoend kleinen hoek ζ, ongeveer

$$1 - 4\zeta\sqrt{\frac{\pi g c^2}{\omega}} \quad \ldots\ldots \quad (29)$$

eene benadering, die binnen het golflengte-interval, dat door Austin



Figuur 5

onderzocht werd, wel toegelaten mag worden [3]). Door vergelijking van de uitdrukkingen (28) en (29) blijkt bij invoering van de genoemde waarden voor p en voor g, dat ze voor $\omega = 5.6 \times 10^5$ aan elkaar gelijk zijn. Aan deze waarde voor ω beantwoordt eene golflengte van 3.4 K.M., die geheel valt binnen het golflengte-interval, waarvoor de formule van Austin geldt. Men kan derhalve besluiten, dat de hier uiteengezette opvatting omtrent de daglaag,

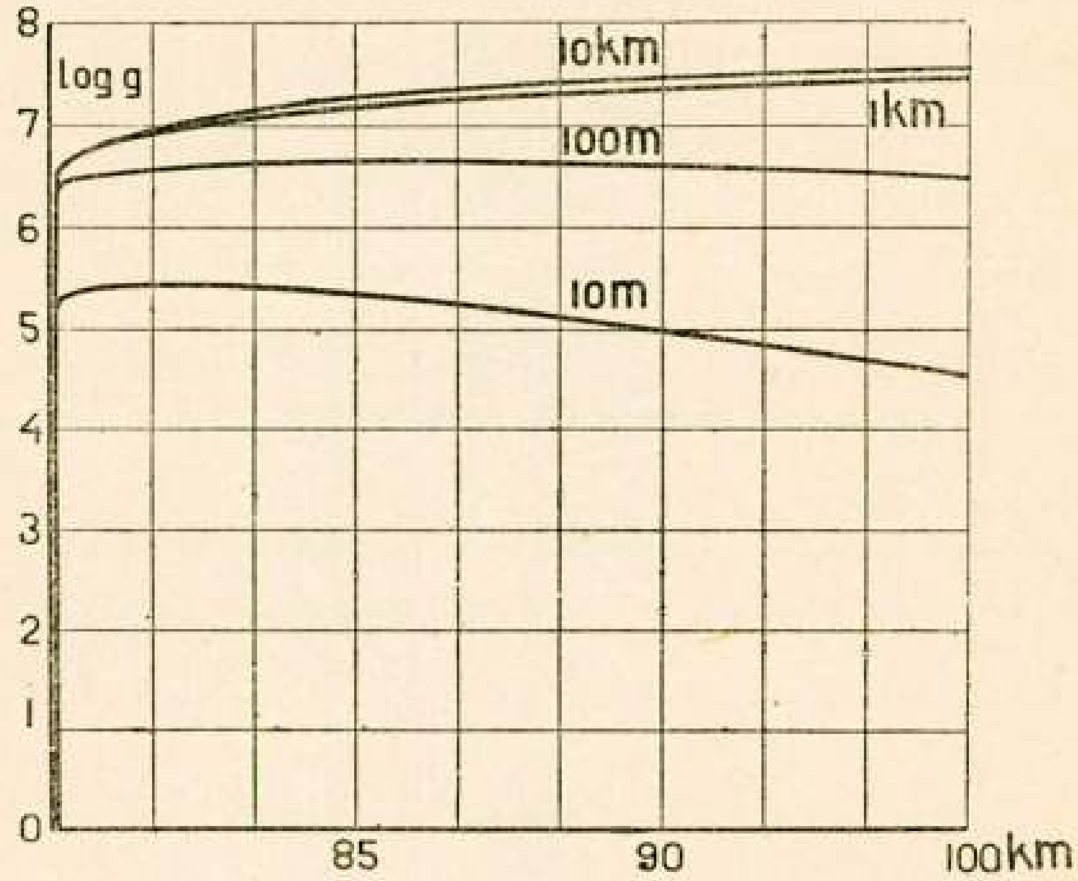
[1]) Watson loc. cit.

[2]) Austin. Bull. Bur. of Stand. *7* p. 315, 1911; *11* p. 69, 1914; Proc. Inst. of R. E. *4*, 1916.

[3]) Rekent men met „stralen", dan is de hoek ζ bij voortplanting over groote afstanden altijd $< 6°$, aangezien eene raaklijn van de aarde een hoek van die grootte maakt met een bolopppervlak op 50 K.M. hoogte.

wat orde van grootte aangaat, in overeenstemming is met de empirische formule van Austin [1]).

Indien $\frac{\omega l}{v_0} >> 1$, hebben we met geheel andere omstandigheden te doen dan in het bovenbesproken geval, dat $\frac{\omega l}{v_0} << 1$. De absorptie der stralen zal dan uiterst klein zijn, zoodat we hiervan kunnen afzien. Tengevolge van de verandering van de diëlectrische constante met de hoogte worden de stralen echter gekromd en wel worden ze naarmate hoogere lagen worden bereikt, waar de ionendichtheid grooter is, van de normaal af gekromd. Hierop heeft reeds Eccles [2]) gewezen, terwijl ook onlangs Larmor [3]) gebruik gemaakt heeft van dit beginsel ter verklaring van de voortplanting der electromagnetische golven over groote afstanden. Uit



Figuur 6

de brekingswet van Snellius volgt onmiddellijk, dat de grootheid

$$n \cos \zeta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

constant moet zijn, waarin

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

de brekingsindex voorstelt. Aangezien de diëlectrische constante onder de geïoniseerde laag gelijk aan de eenheid kan worden gesteld, verkrijgen we uit (30) en (31)

[1]) Reeds vroeger (Tijdschr. Ned. Rad. Gen. *2* p. 1, 1923) heb ik dit uiteengezet; volledigheidshalve wordt het hier opnieuw vermeld.

[2]) Eccles loc. cit.

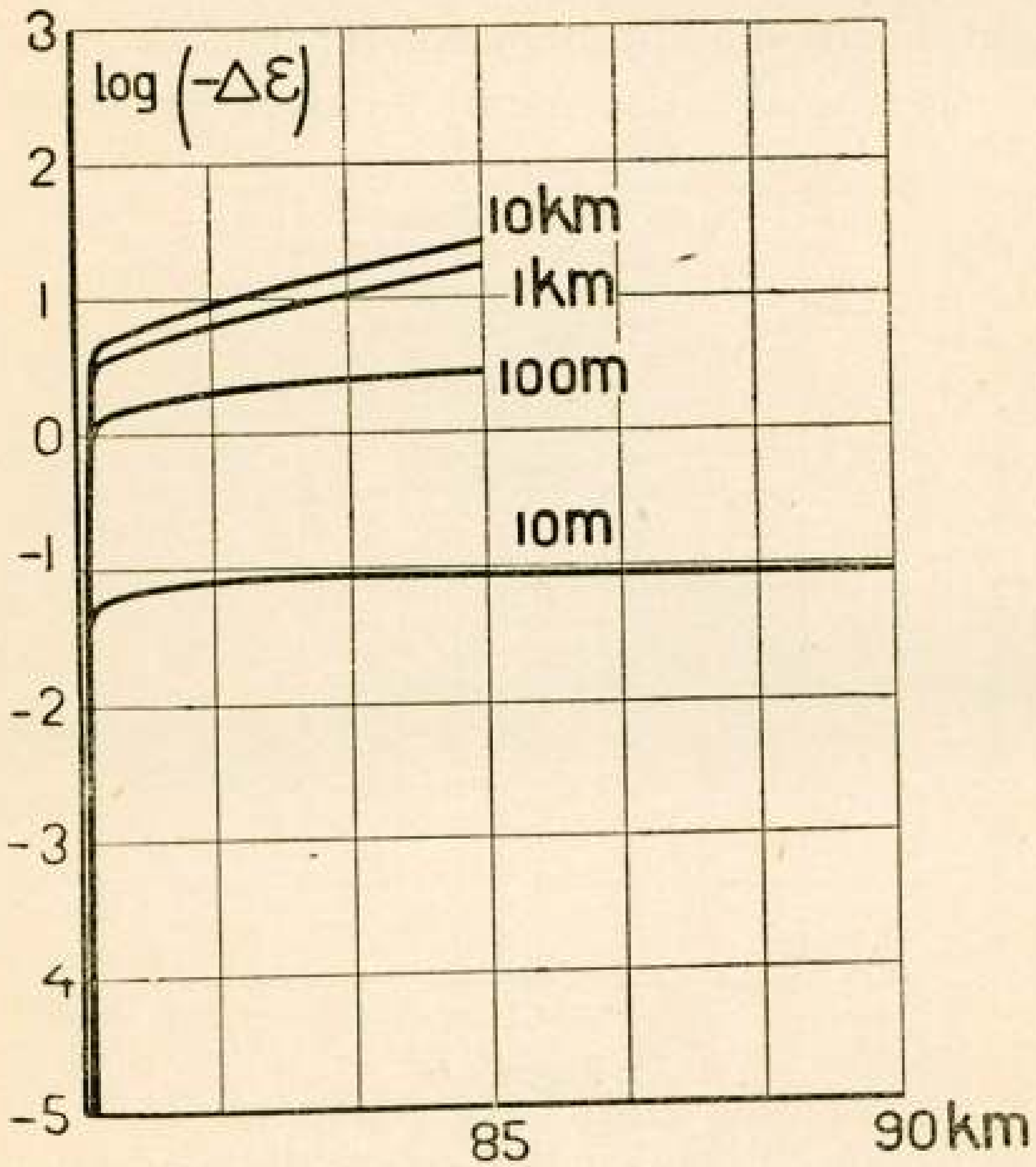
[3]) Larmor, Phil. Mag. *48*. p. 1025, 1924.

$$\cos \zeta_0 = \sqrt{\varepsilon} \,.\, \cos \zeta, \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (32)$$

wanneer ζ_0 het complement is van den hoek, waaronder de stralen op de geïoniseerde laag invallen. Tengevolge van de kromming der stralen vanaf de normaal zal de richting meer en meer horizontaal worden; ζ wordt nul, wanneer

$$\cos \zeta_0 = \sqrt{\varepsilon} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (33)$$

Het door (33) bepaalde punt van de stralen zal het hoogste punt zijn, vandaar af worden de stralen weer naar beneden gekromd, zoodat ze het aardoppervlak weder kunnen bereiken. Eene



Figuur 7

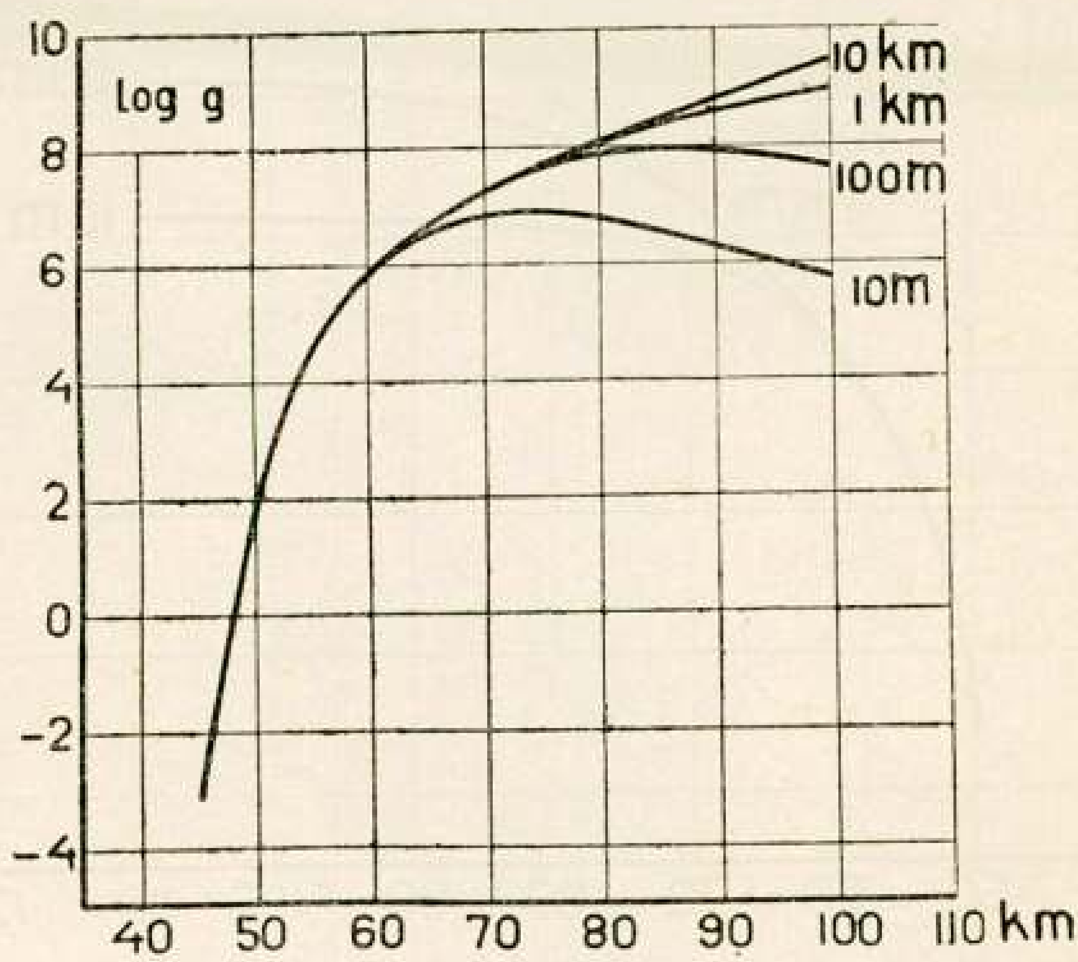
eenvoudige berekening leert, dat de kromtestraal bedraagt

$$\varrho = - \frac{2\,\varepsilon}{\cos \zeta \,.\, \dfrac{d\,\varepsilon}{d\,z}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (34)$$

Is $\zeta_0 = 90^\circ$, dan volgt uit (33) voor het hoogste punt $\varepsilon = o$.

Tot op grootere hoogte kunnen de electromagnetische golven niet doordringen (zie boven p. 11). Aan de grens $\varepsilon = o$ vindt voor loodrecht invallende stralen ($\zeta_0 = 90^\circ$) totale reflectie plaats; met behulp van (34) kan dit geïnterpreteerd worden als eene oneindig groote waarde van de kromming ($\varrho = o$).

Evenwel zal, behalve de kromming der stralen in het medium met veranderlijke diëlectrische constante, ook reflectie hiermede gepaard gaan. Beide verschijnselen zullen naast elkaar optreden. Door deze reflectie worden de directe stralen, die eene kromming ondergaan, verzwakt. Vooral zal deze reflectie zich voordoen in de nabijheid van de grens van totale reflectie, waar voldaan is aan (33). Teneinde een quantitatief inzicht in deze verschijnselen te verkrijgen, zou het desbetreffende electromagnetische probleem bij veranderlijke waarde van de diëlectrische constante moeten worden opgelost. Intusschen kunnen we uit (34) afleiden, dat de kromming der stralen des te kleiner zal zijn naarmate de frequentie hooger is, aangezien de verandering der diëlectrische constante met de hoogte bij gelijke ionendichtheid afneemt met toenemende



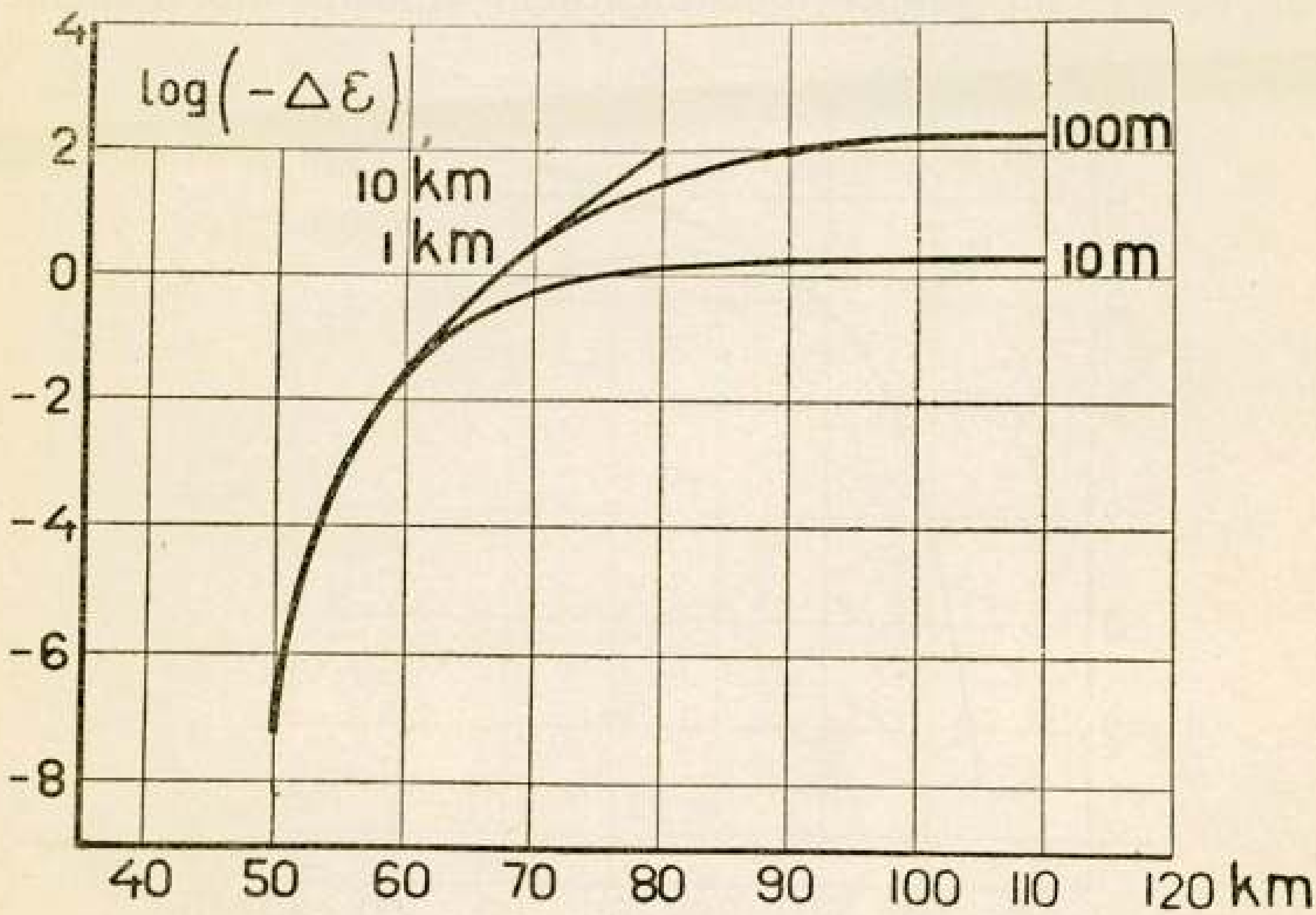
Figuur 8

frequentie. Hiermede hangt samen, dat ook de reflectie met toenemende frequentie zal afnemen.

Het is bekend, dat bij uitzending van electromagnetische golven van kleine golflengte bij dag de signalen eerst op een zekeren afstand vanaf den zender waarneembaar zijn. Hoyt Taylor en Hulburt [1]) geven op grond van op den middag genomen proeven aan, dat deze afstand („skipped distance") met de frequentie toeneemt. Bij de hooge frequenties, die voor het onderzoek gebruikt werden, worden de stralen, die zich langs het aardoppervlak voortplanten, hierdoor volledig geabsorbeerd, wij behoeven dus alleen rekening te houden met de gereflecteerde resp. gekromde stralen. Volgens

[1]) Hoyt Taylor en Hulburt, Q. S. T. October 1925 p. 12.

(33) ligt bij gelijke waarde van ζ_0 het hoogste punt van de stralen des te hooger, naarmate de frequentie grooter is. De absorptie in de daglaag zal derhalve den grootsten invloed hebben bij de kortste golven. Dit zal de reden zijn, waarom bij bepaalde waarde van ζ_0 (dus bij bepaalden afstand) de golven beneden een zekere golflengte niet meer bemerkbaar zijn. Wordt ζ_0 kleiner, dus de afstand grooter, dan ligt het hoogste punt der stralen lager en kunnen kortere golven ontvangen worden. Bij dezen invloed der absorptie voegt zich de zooeven genoemde omstandigheid, dat de reflectie des te zwakker is, hoe hooger de frequentie. Ook wegens den invloed der absorptie kunnen steil naar boven gerichte stralen bij dag niet ontvangen worden.



Figuur 9

Geheel anders is de toestand des nachts, eenerzijds doordat de verandering van de diëlectrische constante met de hoogte sterker is dan bij dag, andererzijds wegens de geringere absorptie in de hooger gelegene permanent geïoniseerde laag. Dientengevolge zal het verschijnsel van de „skipped distance" dan ook veel minder op den voorgrond treden en een zender zal op betrekkelijk veel kleiner afstanden te hooren zijn. Nu leert echter de waarneming, dat bij nacht zeer korte golven in het geheel niet te hooren zijn. Volgens eene mondelinge mededeeling van Eckersley doet zulks zich voor bij eene golflengte van 17 Meter. Met behulp van deze waarneming kan iets geconcludeerd worden omtrent de ionendichtheid in de permanent geïoniseerde laag. Uit (33) volgt namelijk,

dat het bij zeer hooge frequenties bij bepaalde waarde van ζ_o niet meer mogelijk zal zijn aan deze betrekking te voldoen. We zullen voor eene gegeven waarde van ζ_o de frequentie kunnen berekenen, waarvoor bij bepaalde waarde van de ionendichtheid nog juist aan (33) kan worden voldaan, welke betrekking we op grond van (26) kunnen schrijven

$$\cos \zeta_o = \sqrt{1 - \frac{4 \pi n_1 q^2}{\omega^2 m}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

Omgekeerd kunnen we, wanneer de frequentie bekend is, waarvoor aan (35) nog juist kan worden voldaan, bij bepaalde waarde van ζ_o de ionendichtheid berekenen.

Nemen we bij wijze van schatting $\zeta_o = 30°$, dan vinden we voor de golflengte van 17 Meter $n_1 = 10^6$. Dit getal is in fig. 1 aangenomen voor de maximale ionendichtheid in de permanent geioniseerde laag en heeft ook als basis gediend voor de verdere berekeningen. Voeren we voor ζ_o eene kleinere waarde in, dan zouden we eene kleinere ionendichtheid vinden. Wegens de absorptie in de aarde kan deze hoek echter geen zeer kleine waarde aannemen; bij welken hoek ζ_o de invloed der aardabsorptie zich echter zal laten gelden, is niet zonder meer te bepalen.

Ook voor de daglaag zal eene grens voor de golflengte moeten bestaan. Deze zal echter veel lager liggen dan voor de permanent geïoniseerde laag, aangezien de maximale ionendichtheid in de daglaag grooter is en in dit geval de permanent geïoniseerde laag ook nog haren invloed hierbij doet gelden.

We zagen boven, dat tengevolge van de beweging der ionen de geleidingsstroom of de diëlectrische verschuivingsstroom in hoofdzaak beïnvloed werd, al naar gelang $\frac{\omega l}{v_o} \ll 1$ of $\gg 1$ was. Echter kan, al is de invloed op den verschuivingsstroom veel geringer dan die op den geleidingsstroom, toch $-\Delta \varepsilon$ zoodanige waarden aannemen, dat de kromming resp. terugkaatsing der stralen door den diëlectrischen invloed der ionen plaats vindt naast de terugkaatsing door den geleidenden invloed der ionen. Eene volledige behandeling der reflectie bij een medium met veranderlijke diëlectrische constante en veranderlijk geleidingsvermogen zou hier eerst een quantitatief inzicht in deze ingewikkelde verschijnselen kunnen verschaffen.

6. Met behulp van het tot nu toe besprokene kan het gedrag van golven van verschillende golflengte, zoowel bij nacht als bij dag, in groote trekken overzien worden.

a. Lange golven ($\lambda > 1$ *K.M.*) worden bij nacht gereflecteerd zoowel door den invloed der ionen op den geleidingsstroom als door dien op den verschuivingsstroom. Deze reflectie zal des te geringer zijn, naarmate de frequentie grooter is. In verband hiermede moet in aanmerking worden genomen, dat de uitgestraalde energie bij gelijken antennestroom en gelijke stralingshoogte met de frequentie toeneemt.

Bij dag worden de golven van deze golflengten aan de daglaag gereflecteerd tengevolge van den invloed der ionen op den geleidingsstroom, zooals we reeds boven (p. 13) gezien hebben. De invloed der ionen op de diëlectrische constante zal bij dag verwaarloosd kunnen worden.

b. Golven van gemiddelde lengte, 1 K.M. $> \lambda >$ 100 M.

Des nachts worden de stralen dezer golven gekromd resp. gereflecteerd door den invloed der ionen op den verschuivingsstroom. Echter zal bij de golven in dit interval ook de geleidingsstroom invloed op de reflectie moeten hebben; tengevolge van den sterken gradiënt hiervan met de hoogte (zie fig. 6) zal deze invloed veel sterker werkzaam zijn dan overdag.

Bij dag zal op grond van (27) de gereflecteerde amplitudo zeer klein zijn, daar de frequentie hiervoor te hoog is. De kromming der stralen door den diëlectrischen invloed der ionen zou wel voldoende zijn om ze tot de aarde te laten terugkeeren, doch tevens zal de absorptie zoo sterk zijn, dat ze worden uitgedoofd. Tengevolge van een en ander is het duidelijk, waarom dit interval van golflengten bij dag niet wel bruikbaar is.

c. Korte golven, 100 M. $> \lambda >$ 20 M.

Bij nacht worden stralen van deze golflengten gekromd en keeren tot de aarde terug, de geleidingsstroom zal, althans bij de kortere golven in dit interval, geen rol van beteekenis spelen.

Ook bij dag heeft de kromming der stralen plaats, evenwel zal voor de langere golven in dit interval de absorptie te sterk zijn om ze te doen terugkeeren tot de aarde, tengevolge waarvan deze golflengten bij dag onbruikbaar zijn.

d. Ultrakorte golven, $\lambda <$ 20 M.

Bij nacht zijn deze golven grootendeels onbruikbaar, aangezien beneden eene zekere golflengte de stralen het aardoppervlak niet weer kunnen bereiken (zie p. 18).

Daarentegen zullen deze stralen, tenzij de golflengte al te klein wordt, bij dag de aarde wel weer kunnen bereiken.

7. Ten slotte nog enkele opmerkingen:

a. Het electromagnetische veld op grooten afstand van den

zender zal bepaald worden door het hierop betrekking hebbende energie-diagram, d. w. z. door de richtingen van de door den zender uitgezonden stralen. Immers de verder optredende verschijnselen zijn, zooals we boven zagen, in hooge mate afhankelijk van den hoek ζ_0 waaronder de stralen worden uitgezonden. Ter beoordeeling van het geheele electromagnetische veld zouden de werkingen der verschillende stralen moeten worden gesuperponeerd; door de buiging (diffractie) worden de verschijnselen echter zeer gecompliceerd.

Wanneer een zender A op een bepaald tijdstip in een ver verwijderd punt B niet hetzelfde veld veroorzaakt als een zender B in A veroorzaakt, niettegenstaande antennestroom, golflengte en stralingshoogte in beide gevallen dezelfde zijn, zoo kan dit verschil, afgezien van andere omstandigheden, veroorzaakt worden door eene verschillende configuratie der zenders met hunne naaste omgeving.

b. De ionendichtheid in de permanent geïoniseerde laag zal in het algemeen vrij sterk veranderlijk zijn met den tijd, aangezien de dichtheid der invallende α-stralen niet constant is. Dientengevolge kunnen plaatselijk „ionenwolken" gevormd worden. Het is mogelijk, dat op deze wijze sommige „freak"-verschijnselen kunnen worden verklaard. Ook de onregelmatigheid van de nachtontvangst zal met deze omstandigheid samenhangen. De ionisatie overdag zal daarentegen constanter zijn wegens de onveranderlijkheid van de golfstraling der zon.

c. Zooals bekend is, geschiedt de overgang van den dag- in den nachttoestand en omgekeerd binnen korten tijd. Zulks is niet in overeenstemming met de proeven van Langevin [1]). Met behulp van de hieruit volgende recombinatieconstante komt men tot het resultaat, dat de overgang veel langzamer zou moeten geschieden dan inderdaad het geval is. Het is mogelijk, dat stroomingen in de hoogere atmospheer juist ten tijde van zonsondergang en zonsopgang de verstrooiïng der ionen bewerken. Ook is het denkbaar, dat de recombinatieconstante eene grootere waarde heeft bij zeer kleine dichtheid dan uit de onderzoekingen van Langevin, die niet bij die kleine dichtheden zijn gedaan, zou volgen. In het laatste geval zou echter de maximale ionendichtheid ook eene eenigszins kleinere waarde hebben, hetgeen volgt uit (15).

---

[1]) Langevin, loc. cit.

BOEKBESPREKING

J. Herrmann, Radiotechnik. I. Allgemeine Einführung. — W. de Gruyter & Co., Berlin—Leipzig, 1924.

Dit werkje uit de bekende „Göschen Verlagshandlung" afkomstig geeft in zeer korte trekken een algemeen populair overzicht over de tegenwoordige stand van de Radiotechniek. Er komt geen enkele wiskundige formule in voor; de lezer moet zich dus vergenoegen met een mededeeling als: de periode van een electrische trilling wordt langer naarmate de zelfinductie en capaciteit van de trillende keten grooter zijn. De voor den niet-ingewijden lezer moeilijke quaesties worden zooveel mogelijk met plaatjes verduidelijkt.

Een enkele keer raakt de schrijver uit het rechte spoor, vooral wanneer het de behandeling van de straling betreft. Nadat medegedeeld is dat de wisselende lading en stroom in een zend-antenne electromagnetische golven veroorzaakt, lezen we op pag. 38:

> „In Wirklichkeit wechseln nämlich die Strömungen und „die Ladungen im Sendedraht nicht so sauber mit einander „ab wie es oben geschildert ist. Sie greifen viel mehr in „einander über, und zwar deshalb, weil die Ausstrahlung „dem schwingenden Luftdraht Energie entzieht etc.".

De schrijver geeft dus niet een verklaring van de aloude moeilijkheid, dat dicht bij de antenne het electrische en magnetische veld zeer tennaastebij 90° in phase verschoven zijn, terwijl op grooten afstand deze beide componenten vrijwel in phase zijn. Dit langzamerhand klassiek geworden struikelblok is des te vreemder wanneer men zich herinnert, dat lang vóór de ontwikkeling van de draadlooze deze quaestie volledig door H. Hertz werd opgelost.

We kunnen het met den schrijver niet eens zijn, wanneer hij op pag. 91, bij de behandeling van een raam-ontvanger zegt:

> „Die Wellen treffen dann die Drähte auf der Stirnseite „des Rahmens, geben an sie, wie an die gewöhnliche An- „tenne, ihre Energie ab und kommen geschwächt zu den „hinteren Windungen".

Ook bij de behandeling van de modulatie vinden we een, vaak in de populaire literatuur voorkomende, onjuiste voorstelling; zoo lezen we op pag. 48:

„Arbeiteit man mit ungedämpften Schwingungen, so muss „man diesen die Tonfrequenz erst *überlagern*, entweder „durch einen Wechselstrom der entsprechenden Schwingungs„zahl oder durch einen Unterbrecher. Statt dessen kann „man den ungedämpften gleichbleibenden Schwingungen „auch Schwingungen *überlagern*, die von Mikrophonen her„rühren ......"

Er is een groot verschil tusschen het product en de som van twee sinussen.

Maar afgezien van deze onnauwkeurigheden heeft het boekje zeker zijn nut voor de „gebildete Laie". Vooral om de duidelijke behandeling van de stof en de sprekende figuren. Bovendien is aan het einde nog een serie foto's van technische apparaten ingevoegd, die echter uitsluitend van Duitsche oorsprong zijn.

V. D. P.

Dr. Heinrich Wigge, Rundfunktechnisches Handbuch. Teil I. — M. Krayn, Berlin.

Volgens den schrijver is dit handboek bestemd voor hen die een radio-ontvangtoestel tot in bijna alle onderdeelen zelf willen vervaardigen. Daarom worden van de meeste onderdeelen, zooals b.v. laagfrequentie transformatoren, zoowel de theoretische beschouwingen als de constructiedetails gegeven.

Het werk is verder ruim voorzien van tabellen en karakterestieken, terwijl ook verscheidene bladzijden gewijd zijn aan vervormingsvrije luidsprekerontvangst en het voorkomen van straling bij ontvangtoestellen.

Behalve dat de theorie der heterodyne ontvangst (pag. 283), waarbij verzuimd wordt de uitdrukking voor den totaalstroom te kwadrateeren, op zijn minst als onvolledig geacht moet worden, mag men het werk beschouwen als aan zijn doel te beantwoorden.

W.

R. Swierstra, Grondbeginselen der Radio. Deel II. — Drukkerij Jacob van Campen, Amsterdam.

Dit werkje is zoowel voor den beginner als voor den meer ge-

vorderden geschikt. Het behandelt in hoofdzaak de theorie en de toepassing der triode in elementairen vorm, terwijl voor hen die meer mathematische kennis bezitten, het lezen van de met kleine letter gedrukte gedeelten van belang is.

Het boekje is zeer duidelijk geschreven en bovendien valt ons op dat verschillende verschijnselen bij den juisten naam genoemd worden. B.v. bij het hoofdstuk Heterodyne-ontvangst, waar gesproken wordt van combinatietoon in tegenstelling met de in vele publicaties voorkomende onjuiste uitdrukking zwevingstoon.

W.

OVER „RELAXATIE-TRILLINGEN" [1])

DOOR

Dr. BALTH. VAN DER POL Jr.

Par. 1. De voorwaarde van een enkelvoudig trillingssysteem, dat één graad van vrijheid bezit en waarin een weerstand voorkomt, kan voorgesteld worden door de bekende lineaire differentiaal-vergelijking

$$\ddot{x} + a\dot{x} + \omega^2 x = 0, \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

waarvan de oplossing is

$$x = C_1 e^{-\frac{a}{2}t} \sin\left(\sqrt{\omega^2 - \frac{a^2}{4}}\, t + \varphi\right). \quad \ldots \quad (2)$$

Wanneer bovendien

$$a > 0$$

en

$$\frac{a^2}{4} < \omega^2,$$

dan stelt de oplossing (2) een gedempte trilling voor met een logarithmisch decrement δ bepaald door

$$\frac{\delta}{\pi} = \frac{a}{\omega}.$$

Wanneer de „weerstand" in het systeem negatief is, zooals in zekere electrische trillingskringen het geval kan zijn, wordt het teeken van a omgekeerd en (1) wordt

$$\ddot{x} - a\dot{x} + \omega^2 x = 0 \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

waarvan de oplossing is

$$x = C_1 e^{+\frac{a}{2}t} \sin\left(\sqrt{\omega^2 - \frac{a^2}{4}}\, t + \varphi\right). \quad \ldots \quad (2a)$$

[1]) Voordracht, gehouden voor de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging op 27 Maart 1926 en voor het Nederlandsch Radiogenootschap op 15 Mei 1926.

Wanneer weder

$$a > 0$$

en

$$\frac{a^2}{4} < \omega^2$$

is, stelt de oplossing (2a) weder een trilling voor; maar in dit geval neemt de amplitude geleidelijk toe in plaats van af en het logarithmisch-decrement in het eerste geval wordt een logarithmisch increment δ bepaald door

$$\frac{\delta}{\pi} = \frac{a}{\omega}.$$

Par. 2. Een oplossing van den vorm (2a) is echter physisch niet te verwezenlijken, omdat zij een tot in het oneindige aangroeiende amplitude aangeeft. Derhalve zal voor physische systemen de differentiaal-vergelijking (3) alleen geldig zijn voor waarden van x beneden een bepaalde grens. Om de begrenzing van de amplitude tot uitdrukking te brengen, moeten we aannemen, dat de coefficiënt van de „weerstand" term een functie is van de amplitude zelf, die positief wordt voor hoogere waarden. Derhalve moeten we in (3) a vervangen door de uitdrukking $a - 3\gamma x^2$, waarin γ een constante is. Zoodoende verkrijgen wij in plaats van (3):

$$\ddot{x} - (a - 3\gamma x^2)\,\dot{x} + \omega^2 x = 0 \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Deze vergelijking is reeds vroeger beschouwd [1]) in verband met het onderwerp triode-trillingen.

Voeren wij thans nieuwe eenheden in voor den tijd en voor x en schrijven

$$\left.\begin{aligned} \omega t &= t' \\ x &= \sqrt{\frac{a}{3\gamma}}\,.\,v \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (4a)$$

en

Dan wordt (4) (na weglating van de accenten)

$$\frac{d^2 v}{d t^2} - \frac{a}{\omega}(1 - v^2)\,\frac{d v}{d t} + v = 0. \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Schrijven wij verder

$$\frac{a}{\omega} = \varepsilon$$

[1]) Van der Pol, Tijdschr. v. h. Ned. Radio Gen. 1, 1920; Radio Review, 1, 701, 1920.
Appleton en van der Pol, Phil. Mag. Vol. XLIII, p. 177, 1922.
Robb., Phil. Mag. Vol. XLIII, p. 206, 1922.

dan krijgen we:

$$\ddot{v} - \varepsilon (1 - v^2) \dot{v} + v = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Nu is het uit de gewone gevallen van triode-trillingen als uitkomst van experimenteele onderzoekingen bekend, dat de amplitude verscheidene perioden noodig heeft om de eindwaarde te bereiken. Mathematisch uitgedrukt beteekent dit

$$\varepsilon << 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Rekening houdende met de voorwaarde (7) kan de vergelijking (6) bij benadering als volgt worden opgelost.

Zij

$$v = a \sin (t + \psi)$$

waarin, daar het logarithmisch increment klein is, wij mogen aannemen, dat a een langzaam met den tijd veranderende functie is, zoodat

$$\dot{a} << a.$$

Door (8) in (6) te substitueeren en kleine grootheden weglatende en hoogere harmonischen verwaarloozende, vinden wij dat

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{d a^2}{d t} - a^2 + \frac{1}{4} a^4 = 0$$

of

$$a^2 = \frac{4}{1 + e^{-\varepsilon (t + C)}}.$$

De benaderde oplossing van (6) kan derhalve geschreven worden

$$v = \frac{2 \sin (t + \psi)}{\sqrt{1 + e^{-\varepsilon (t + C)}}}$$

welke uitdrukking een trilling voorstelt, waarvan de amplitude aanvankelijk [1]) toeneemt met den tijd volgens den factor $e^{+\frac{\varepsilon}{2} t}$, maar tenslotte nadert tot de constante waarde

$$a = 2.$$

De oorspronkelijke variabelen van (4) weder invoerende verkrijgen wij ten slotte

$$x = \sqrt{\frac{a}{\frac{3}{4} \gamma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + e^{-a (t + C)}}} \cdot \sin (t + \psi). \quad . \quad . \quad (8)$$

Er is echter een meer directe methode, om de constante eindwaarde van de amplitude der trillingen te vinden voor gevallen als voorgesteld door (6). Laten wij b.v. aannemen, dat er een

[1]) D. w. z. zoolang de amplitude zoo klein is, dat in (6) de niet-lineaire term $v^2 \dot{v}$ verwaarloosd kan worden ten opzichte van $\dot{v}$.

periodische oplossing van de vergelijking bestaat. Door (6) te vermenigvuldigen met $\int v\,dt$ en te integreeren over de (onbekende) periode vinden wij dat

$$\overline{v^2} = \frac{1}{3}\,\overline{v^4}. \qquad \ldots \ldots \ldots \qquad (9)$$

(de horizontale streepen beteekenen een integratie over de periode).

Wanneer we nu aannemen, dat v ten naastenbij sinusoidaal is, d. w. z.

$$v = a \sin t$$

volgt direct uit (9)

$$a^2 = 4.$$

Teneinde den trillingstijd te vinden, vermenigvuldigen wij (6) met $\dot{v}$ en integreeren over de (onbekende) periode. In dat geval vinden wij dat

$$\overline{\dot{v}^2} = \overline{v^2} \qquad \ldots \ldots \ldots \qquad (10)$$

zoodat, wederom aannemende, dat de oplossing bij benadering sinusoidaal is, wij uit (10) vinden, dat de hoekfrequentie gelijk is aan de eenheid.

Par. 3. Tot nu toe hebben wij (6) beschouwd onder de aanname van de voorwaarde

$$\varepsilon << 1 \qquad \ldots \ldots \ldots \qquad (7)$$

maar het is van bijzonder belang, en bovendien het hoofddoel van dit artikel om na te gaan wat er gebeurt, indien

$$\varepsilon >> 1. \qquad \ldots \ldots \ldots \qquad (7^a)$$

Opgemerkt kan worden, dat zelfs met de nieuwe voorwaarde (7^a) de vergelijking (6) een periodische oplossing kan hebben, daar de betrekkingen (9) en (10) onafhankelijk zijn van de numerieke waarde van ε, Verder mogen wij op physische gronden verwachten, dat er inderdaad een periodische oplossing van (6) bestaat onder aanname van de voorwaarde (7^a), zooals uit de volgende beschouwingen blijkt. Voor kleine waarden van v kan (6) bij benadering geschreven worden als

$$\ddot{v} - \varepsilon\,\dot{v} + v = 0 \qquad \ldots \ldots \ldots \qquad (11)$$

en deze vergelijking heeft (met de voorwaarde (7^a)) een benaderde oplossing

$$v = C_1 e^{\varepsilon t} + C_2 e^{\frac{t}{\varepsilon}}.$$

De waarde van v zou derhalve asymptotisch tot het oneindige naderen, zoodat $v = o$ geen stabiele oplossing is. Derhalve hebben wij, zoolang als (11) geldig is te doen met het welbekende *aperiodische* geval, maar met negatieve demping. Maar wanneer de amplitude toeneemt en $v^2 > 1$ wordt de coefficient van den tweeden term aan de linkerzijde van (6) positief, hetgeen duidt op een positieven weerstand, en derhalve een verkleining der amplitude met den tijd. Nu zijn de grenswaarden $v = \pm 1$ geen oplossingen van (6), zoodat wij in het algemeen mogen verwachten, dat de oplossingen periodisch zijn, *zelfs wanneer de voorwaarde* (7^a) *vervuld is.*

Hoewel voor kleine amplituden de weerstand zulk een groote negatieve waarde heeft, dat het lineaire geval sterk aperiodisch zou zijn, maakt de niet-lineaire term in (6) d. i. $v^2 \dot{v}$ de oplossing periodisch. Wij kunnen dus zeggen te doen te hebben met een *quasi-aperiodische* oplossing.

Par. 4. Het is ons niet gelukt om een benaderde analytische oplossing van (6) met de supplementaire voorwaarde (7^a) te verkrijgen, maar een grafische oplossing kan gemakkelijk op de volgende wijze gevonden worden. Indien we schrijven

$$\dot{v} = z$$

kan (6) geschreven worden

$$\frac{dz}{dv} - \varepsilon\left(1 - v^2\right) + \frac{v}{z} = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

hetgeen een vergelijking van de eerste orde van het super-Riccatti type is. In een z, v vlak trekken wij een serie „isoclynen", dat zijn krommen die alle punten verbinden, waarvoor $\frac{dz}{dv}$ een bepaalde waarde heeft. Een voorbeeld van zulke isoclynen wordt gegeven door

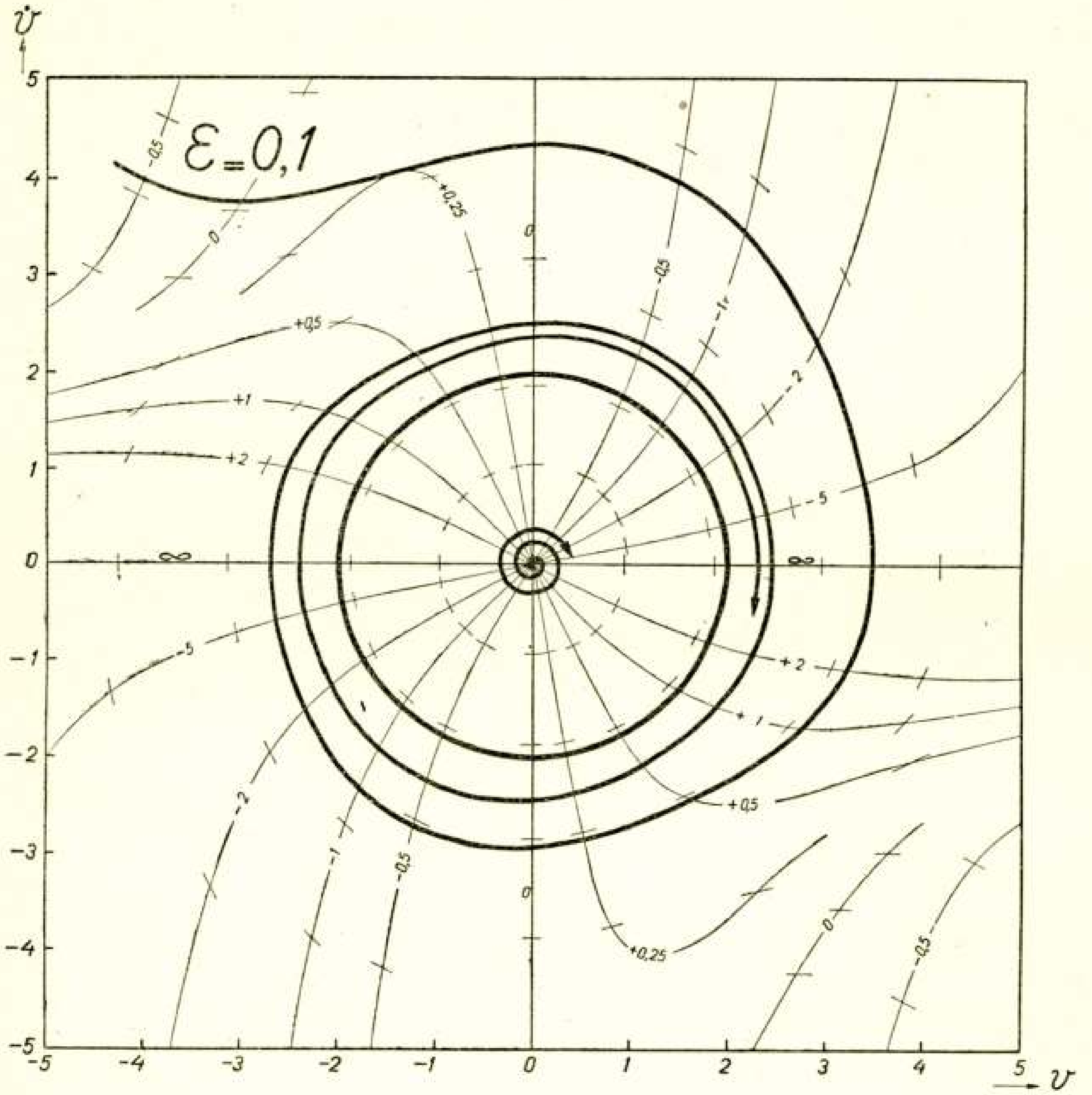
$$\frac{dz}{dv} = C_1$$

waarin C_1 een constante is, zoodat in verband met (12) wij als uitdrukking voor deze isoclyne vinden:

$$C_1 - \varepsilon\left(1 - v^2\right) + \frac{v}{z} = o.$$

Van deze isoclynen kunnen er meerdere in het $z\,v$ vlak getrokken worden en wij kunnen door middel van korte lijnen, zooals in fig. I gedaan is, de richting aangeven, die de integraalkrommen moet hebben, wanneer zij een isoclyne snijdt. Zoo is b.v. deze richting voor de isoclyne C_1 gegeven door

$$\frac{dz}{dv} = C_1 \text{ etc.}$$



Figuur I

Uit een diagram waarin de hellingen van de integraal-krommen aangegeven zijn op de isoclynen, kunnen we gemakkelijk de integraal-krommen in het z, v vlak teekenen. Dit is in fig. I gedaan voor de waarde

$$\varepsilon = 0{,}1$$

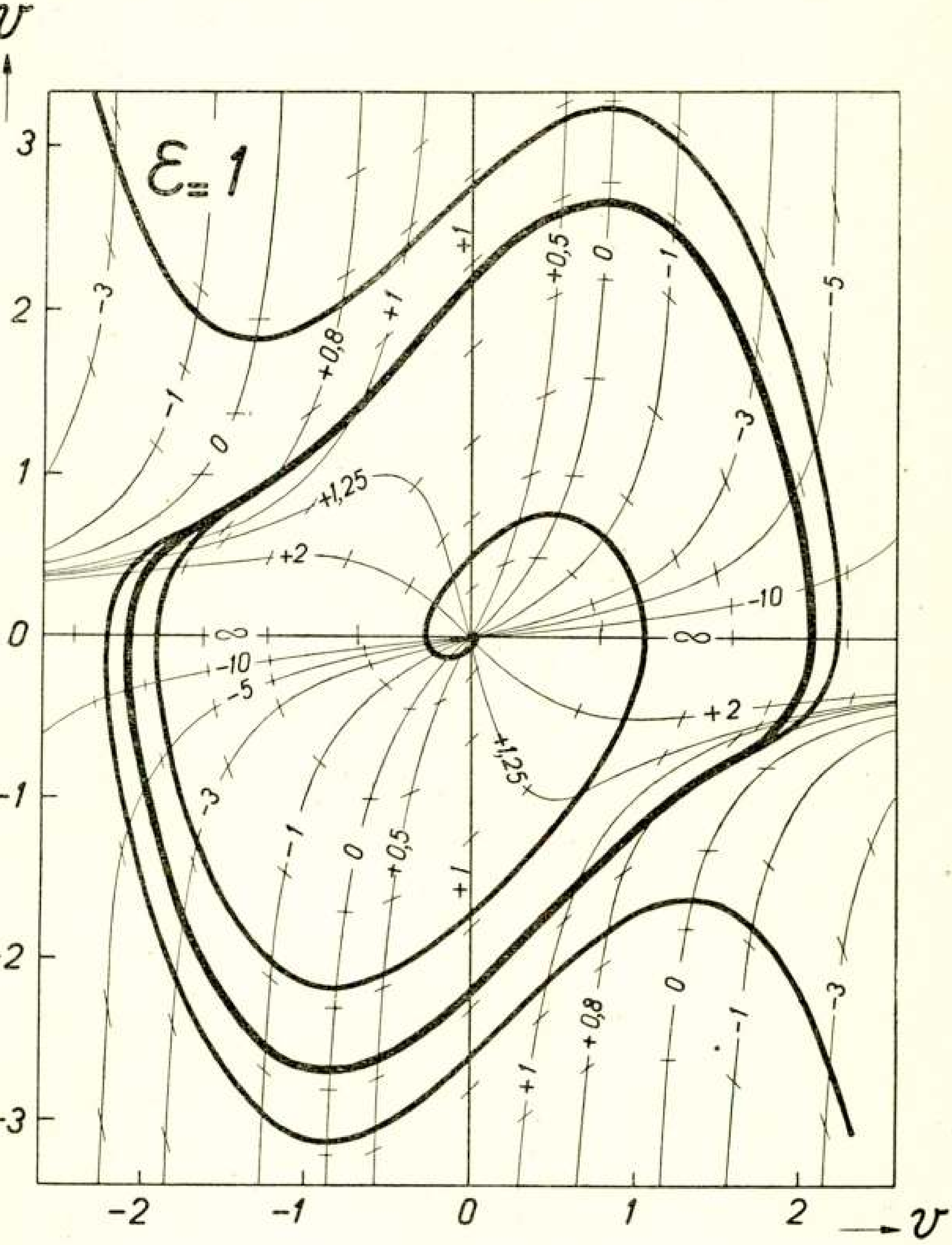
en men ziet, dat de verkregen integraal-kromme de baan van een punt aangeeft, die nadert tot een gesloten lijn na meerdere complete kringen doorloopen te hebben (klein increment).

Op dezelfde wijze is fig. 2 geteekend voor

$$\varepsilon = 1$$

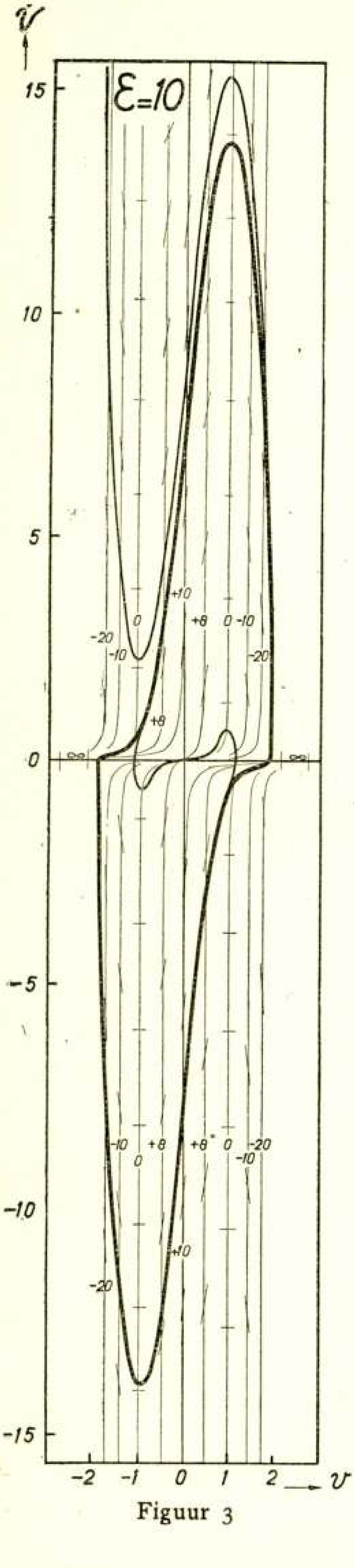
en fig. 3 voor $\varepsilon = 10.$

Alle drie figuren toonen o. m. een oplossing met een gesloten



Figuur 2

kromme. In het geval van fig. 3 (quasi aperiodisch geval) wordt de eindtoestand van de gesloten kromme, die een periodische oplossing voorstelt, practisch reeds bereikt na één enkele omwenteling. Wanneer de tusschen-integraal $z = f(v)$ op deze wijze ver-



Figuur 3

kregen is, is het gemakkelijk daaruit op gelijksoortige wijze de integraal

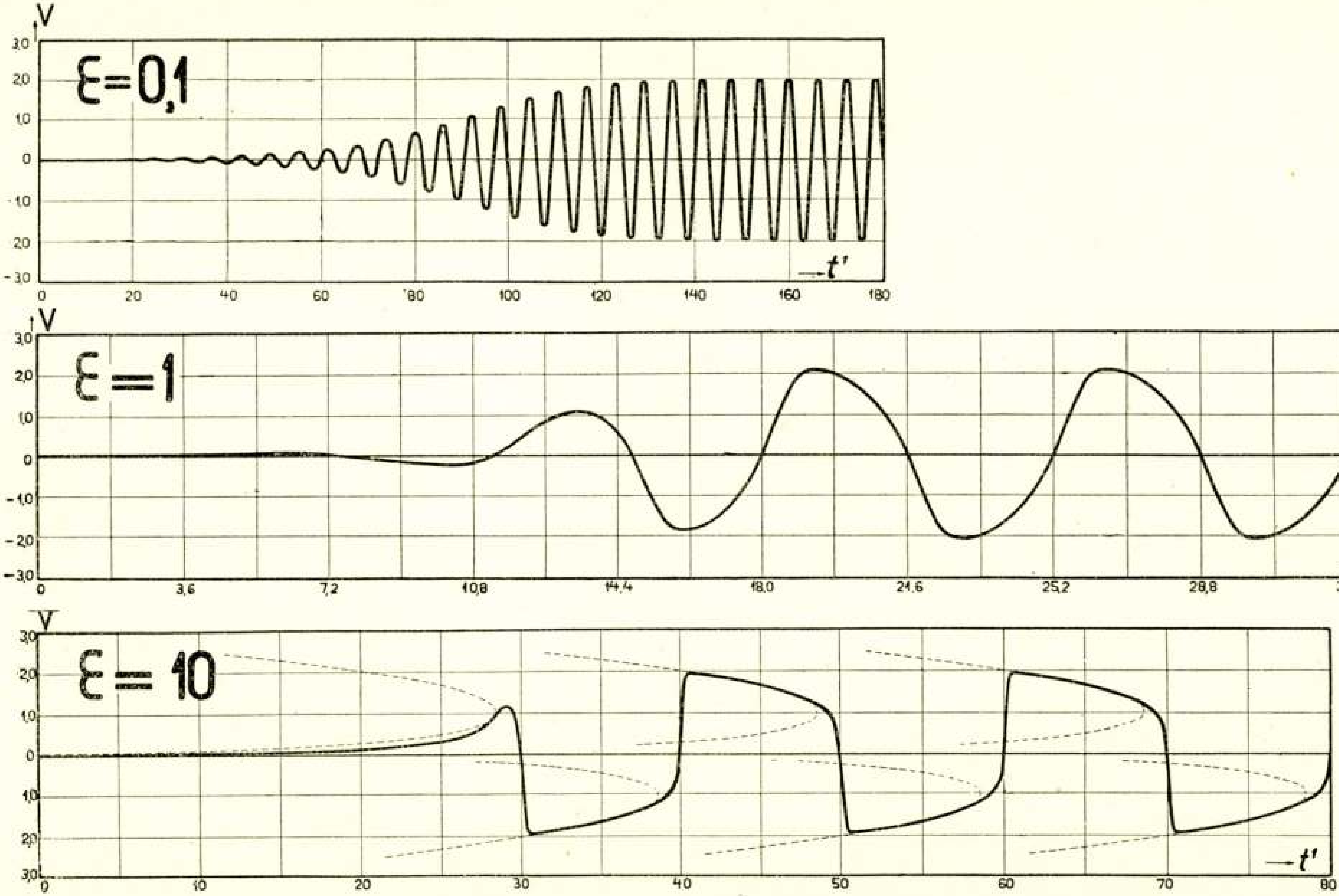
$$v = \psi(t)$$

te verkrijgen.

Eenige voorbeelden van dergelijke resultaten zijn voorgesteld in fig. 4 en geven de oplossing van (6) voor de drie gevallen

$$\varepsilon = 0,1$$
$$\varepsilon = 1.$$
$$\varepsilon = 10.$$

Het eerste geval (klein increment) had ook geteekend kunnen worden uit de oplossing (8), en een numerieke vergelijking van de beide oplossingen geeft een voldoende overeenstemming. Dit geval stelt een sinusoïdale triiling voor van geleidelijk toenemende amplitude, waarvan de eindwaarde constant en gelijk aan 2 is. De hoekfrequentie voor de gebruikte eenheden is gelijk aan de eenheid. Het tweede geval van fig. 4 (d. i. $\varepsilon = 1$) geeft een ongeveer gelijken gang van zaken te zien, maar hier wordt de eindwaarde van de amplitude na een kleiner aantal trillingen bereikt, terwijl een belangrijke afwijking van den sinusvorm opgemerkt wordt. Het derde geval (d. i. $\varepsilon = 10$) is van bijzonder belang. Hier merkt men op, dat de kromme aanvankelijk asymptotisch toeneemt en na slechts één periode practisch den eindtoestand bereikt. Deze eindtoestand wordt gekenmerkt door een belangrijke afwijking van den sinusvorm. Men ziet, dat de amplitude zeer langzaam van de waarde 2 tot de waarde 1 afneemt en dan zeer plotseling tot de waarde — 2 terugvalt. Daarna ziet men een zeer geleidelijke toe-



V
ε=0,1
3,0
2,0
1,0
0
-1,0
-2,0
-3,0
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
→ t'
V
ε=1
3,0
2,0
1,0
0
-1,0
-2,0
-3,0
0
3,6
7,2
10,8
14,4
18,0
21,6
25,2
28,8
32,4
36,0
→ t'
V
ε=10
3,0
2,0
1,0
0
1,0
2,0
3,0
0
10
20
30
40
50
60
70
80
→ t'

Figuur 4

neming van de waarde — 2 tot de waarde — 1 en wederom een plotselinge sprong tot de waarde 2. Deze opeenvolging herhaalt zich tot in het oneindige.

Klaarblijkelijk bevat deze vorm van trillingen een groot aantal harmonischen van aanzienlijke amplitude. Zooals verderop aangetoond wordt, neemt de periode T, in plaats van gelijk te zijn aan 2π (zooals het geval was wanneer $\varepsilon \ll 1$) toe bij toename van ε, en wordt, wanneer $\varepsilon \gg 1$ bij benadering gelijk aan ε zelf; d.w.z.

$$T \doteq \varepsilon.$$

Beschouwen wij thans meer nauwkeurig de physische factoren, die de waarde van de periode T bepalen. Wanneer onze vergelijking (1) een strooming van electriciteit voorstelt in een systeem bevattende een weerstand R, een capaciteit C, en een zelfinductie L, dan is, als gewoonlijk,

$$\alpha = \frac{R}{L},$$

$$\omega^2 = \frac{1}{CL}.$$

Nu vonden wij voor den trillingstijd, uitgedrukt in eenheden van t' reeds

$$T \doteq \varepsilon$$

zoodat de periode, uitgedrukt in eenheden van t wordt

$$T = \frac{\alpha}{\omega^2} = RC,$$

hetgeen een *relaxatie-tijd* is (tijd constante).

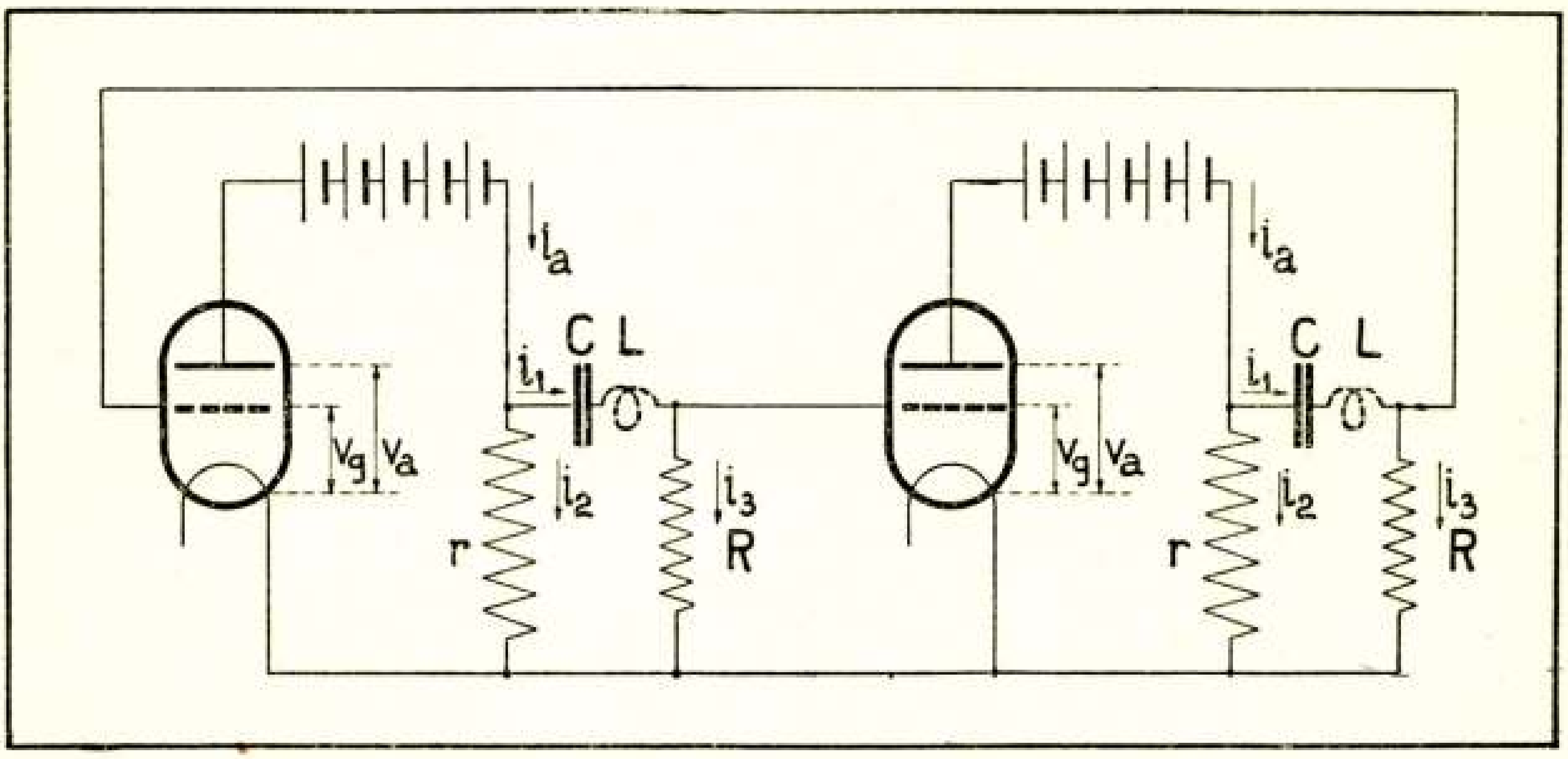
Derhalve heeft onze vergelijking (6) voor het quasi-aperiodische geval (hetwelk aanmerkelijk verschilt van de normale benaderde sinusoidale oplossing) een zuiver periodische oplossing, waarvan de trillingstijd wordt uitgedrukt door een relaxatie-tijd van het systeem. Om deze reden wordt de term *relaxatietrilling* voor dit verschijnsel voorgesteld.

Par. 5. Een type van trillingen destijds beschreven door Abraham en Bloch [1]) is een voorbeeld van relaxatie-trillingen. Deze auteurs gebruiken een electrisch systeem bestaande uit: 2 trioden, gekoppeld door weerstanden en capaciteiten, welk systeem zij „multivibrateur" noemden in verband met het groote aantal hoogere harmonischen met belangrijke amplitude, welke het in oscilleerenden

1) ABRAHAM en BLOCH, Ann. de Physique, 1919, vol. 12, p. 237.

toestand voortbrengt. Dit systeem, hetwelk beschouwd kan worden als een tweevoudige weerstand-capaciteit gekoppelden versterker, waarvan de output-zijde teruggekoppeld is op de input-zijde, is in een eenigszins gewijzigden vorm afgebeeld in fig. 5. In hun oorspronkelijke beschrijving van het systeem vestigen Abraham en Bloch de aandacht op de omstandigheid, dat de trillingstijd van de oscillaties, voortgebracht door den multivibrateur ten naastenbij gelijk is aan het produkt $R\,C$ (zie fig. 5), maar, voor zoover ons bekend, is er geen theoretische discussie gepubliceerd van de wijze waarop de trillingen *onderhouden* worden.

Uit de symmetrie van het systeem mogen wij verwachten, dat de 2 trioden kunnen trillen in juist tegengestelde phasen. Voorts



Figuur 5

is bekend, dat de potentialen en anodestroomen veranderingen met den tijd ondergaan, welke nauwkeurig voorgesteld worden door fig. (4) ($\varepsilon = 10$). Teneinde nu de oorzaak voor het onderhouden van de trillingen in dit systeem, dat uitsluitend weerstanden en capaciteiten bevat, te verklaren, vonden wij het noodzakelijk om de zelfinductie L van de draden verbonden aan de beide capaciteiten, in rekening te brengen. (Deze werden in fig. 5 voorgesteld door de gestippelde lijnen L). Met de notaties van deze figuur kunnen de afwijkingen van stroom en spanning van de waarden van het onstabiele evenwicht gegeven worden door de volgende vergelijkingen:

$$\left.\begin{aligned} -v_{a1} &= r_1\, i_1 = \left(R + L\,\frac{d}{dt} + \frac{1}{C}\int dt\right) i_3 \\ R\, i_3 &= -\, v_{g2} \\ i_{a1} &= i_1 + i_3 = \psi\,(v_{g1}) \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

waarin $\psi\,(v_{g1})$ de karakteristiek van de eerste triode rondom de evenwichtpositie aangeeft, en waarin eenvoudigheidshalve de invloed van de anode-potentiaal op den anodestroom verwaarloosd is. Voorts aannemende, dat de trioden van dit symmetrische systeem volkomen aan elkander gelijk zijn en in tegengestelde phasen trillen, hebben wij

$$v_{g1} = -\,v_{g2}. \qquad \qquad (15)$$

Uit (14) en (15) kan afgeleid worden

$$\left(L\,\frac{d}{dt} + R + r + \frac{1}{C}\int dt\right) v_{g1} = R\,r\,\psi\,(v_{g1}). \qquad (16)$$

Nu kunnen we als een benaderde uitdrukking voor de karakteristiek een kromme van de derde orde

$$i_{a1} = S\left(1 - \frac{v_{g1}^{\,2}}{v_{go}^{\,2}}\right) v_{g1} \qquad \qquad (17)$$

nemen, waarin S de steilheid van de anodestroom/roosterspannings-kromme is.

Gewoonlijk is de weerstand r in de anodeketen klein in vergelijking met den lekweerstand R dus

$$r \ll R,$$

zoodat uit (16) en (17) volgt

$$L\,\ddot{v}_{g1} - R\left\{(r\,S - 1) - 3\,r\,S\,\frac{v_{g1}^{\,2}}{v_{go}^{\,2}}\right\}\dot{v}_{g1} + \frac{1}{C}\,v_{g1} = 0. \qquad (18)$$

Uit (18) kunnen wij opmerken, dat de „weerstand" van het systeem voor kleine amplituden slechts negatief is zoolang

$$r\,S > 1,$$

zoodat wij hierin de benaderde voorwaarde voor het ontstaan van trillingen hebben. Indien we verder de volgende substituties invoeren

$$\left.\begin{aligned} t &= t'\sqrt{C\,L},\\ \frac{v_{g1}}{v_{go}} &= \frac{v}{\sqrt{3}}\sqrt{1 - \frac{1}{r\,S}},\\ \text{en}\qquad \varepsilon &= R\,(r\,S - 1)\sqrt{\frac{C}{L}}, \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

kan (18) geschreven worden

$$\ddot{v} - \varepsilon\,(1 - v^2)\,\dot{v} + v = 0, \qquad (20)$$

hetgeen dezelfde vergelijking is als oorspronkelijk besproken en welke vergelijking dus ook karakteristiek is voor den multivibra-

teur ($\varepsilon \gg 1$). Maar wij merken op dat, teneinde de werking van den multivibrateur door deze vergelijking voor te stellen, wij de kleine zelfinductie L van de leidingen naar de capaciteiten C, aangegeven in fig. 5, in rekening hebben te brengen.

Wij merken verder uit (19) op, dat ε afhankelijk is van de waarde van $L^{-\frac{1}{2}}$, zoodat ε ongelimiteerd toeneemt naarmate L kleiner wordt. Wij kunnen een ruwe schatting van ε maken voor de volgende practische waarde

$$R = 10^5 \text{ Ohm}, \quad rS - 1 = 3, \quad C = 0.01 \, \mu Fd, \quad L = 10 \text{ c.m.}$$

In dat geval is

$$\varepsilon = 10^5 \cdot 3 \cdot \sqrt{\frac{10^{-8}}{10 \cdot 10^{-9}}} = 3 \cdot 10^5$$

zoodat aan de voorwaarde

$$\varepsilon \gg 1$$

zeker voldaan is. Hoe kleiner de waarde van de overblijvende zelfinductie L is, des te grooter is deze ongelijkheid.

Daarom kan de gevolgtrekking gemaakt worden, dat de bijzondere trilling van den multivibrateur een voorbeeld is van een algemeen type van relaxatie-trillingen en dat, teneinde het onderhouden van de trillingen te verklaren, wij rekening hebben te houden met de overblijvende zelfinductie van het systeem (zooals aangegeven in fig. 5) hoe klein deze ook zij.

Uit bovenstaande discussie blijkt hoe de vorm van de oplossing van een differentiaal-vergelijking van het type (18) of (6) geheel anders wordt wanneer een term met een infinitesimale coëfficient (d. i. de eerste term in (18)) in aanmerking genomen wordt.

Echter wordt de physische reden van het in rekening brengen van dezen term onmiddellijk duidelijk, wanneer wij (18) of (6) oplossen onder weglating van de eerste term. In dit geval is de oplossing van (6)

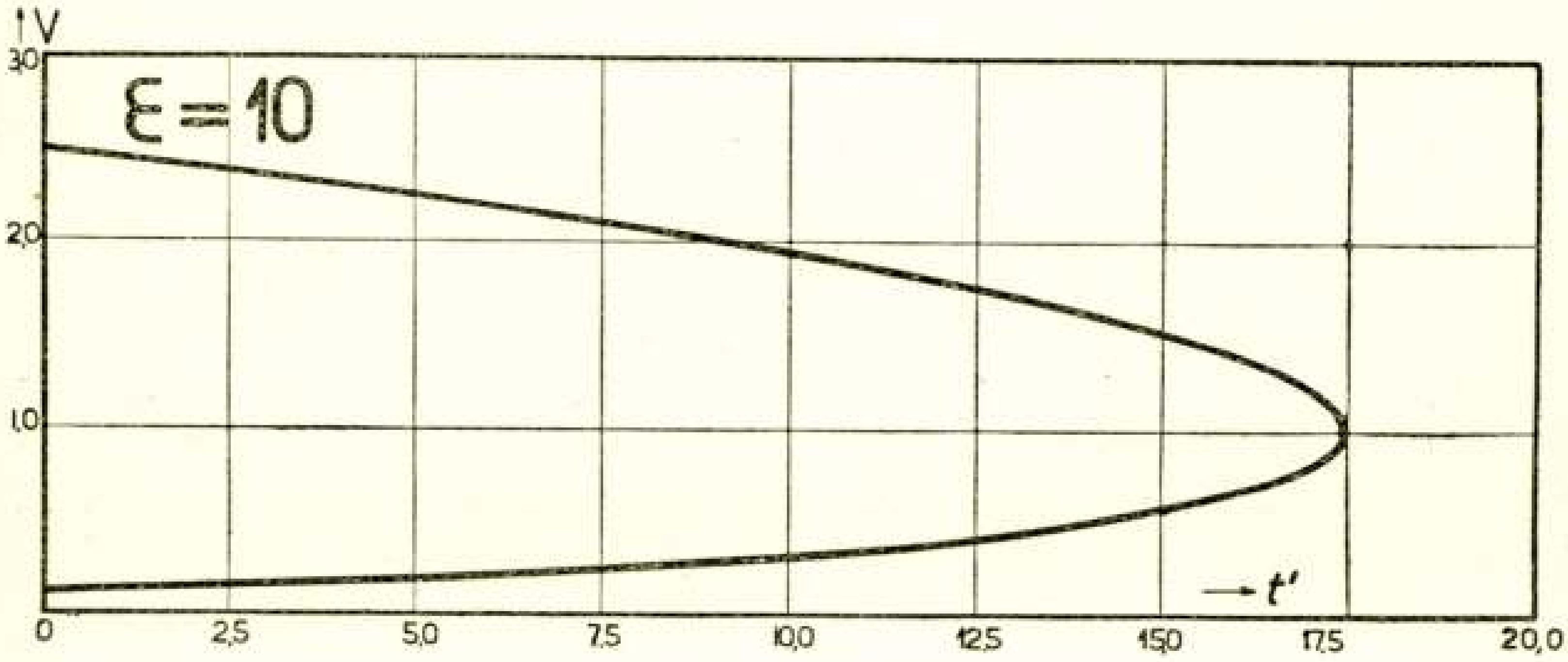
$$\log v^2 - v^2 = \frac{2t + C}{\varepsilon}, \quad \ldots \ldots \quad (20)$$

welke oplossing grafisch is voorgesteld in fig. 6. We merken op, dat de waarde van v aanvankelijk exponentieel met den tijd toeneemt, maar nabij $v = 1$ buigt de kromme zich naar boven met een oneindige helling, terwijl er in het reëele gebied verder geen oplossing is. Wanneer de zelfinductie dus buiten beschouwing wordt gelaten, worden zoowel $\dot{v}$ als $\ddot{v}$ oneindig voor $v = \pm 1$, zoo-

dat de condensatoren C (fig. 5) een zeer groote lading zouden verkrijgen in een onbepaald korten tijd. Maar deze oneindig plotselinge veranderingen van den stroom worden voorkomen door de aanwezigheid van de kleine overblijvende zelfinductie.

Dit blijkt uit de omstandigheid, dat de oplossing (20), voor welker afleiding de zelfinductie verwaarloosd werd, en die herhaald voorgesteld is door de gestippelde lijnen in fig. 4 ($\varepsilon = 10$), bij benadering overeenkomt met de exacte oplossing zoolang de helling van v klein is. Wanneer echter de helling nadert tot oneindig, merken we op, dat de term in $\ddot{v}$ in (6) zijn invloed doet gelden en dat deze den multivibrateur in trilling houdt door te verhinderen dat de helling oneindig wordt.

De multivibrateur kan daarom vergeleken worden met een



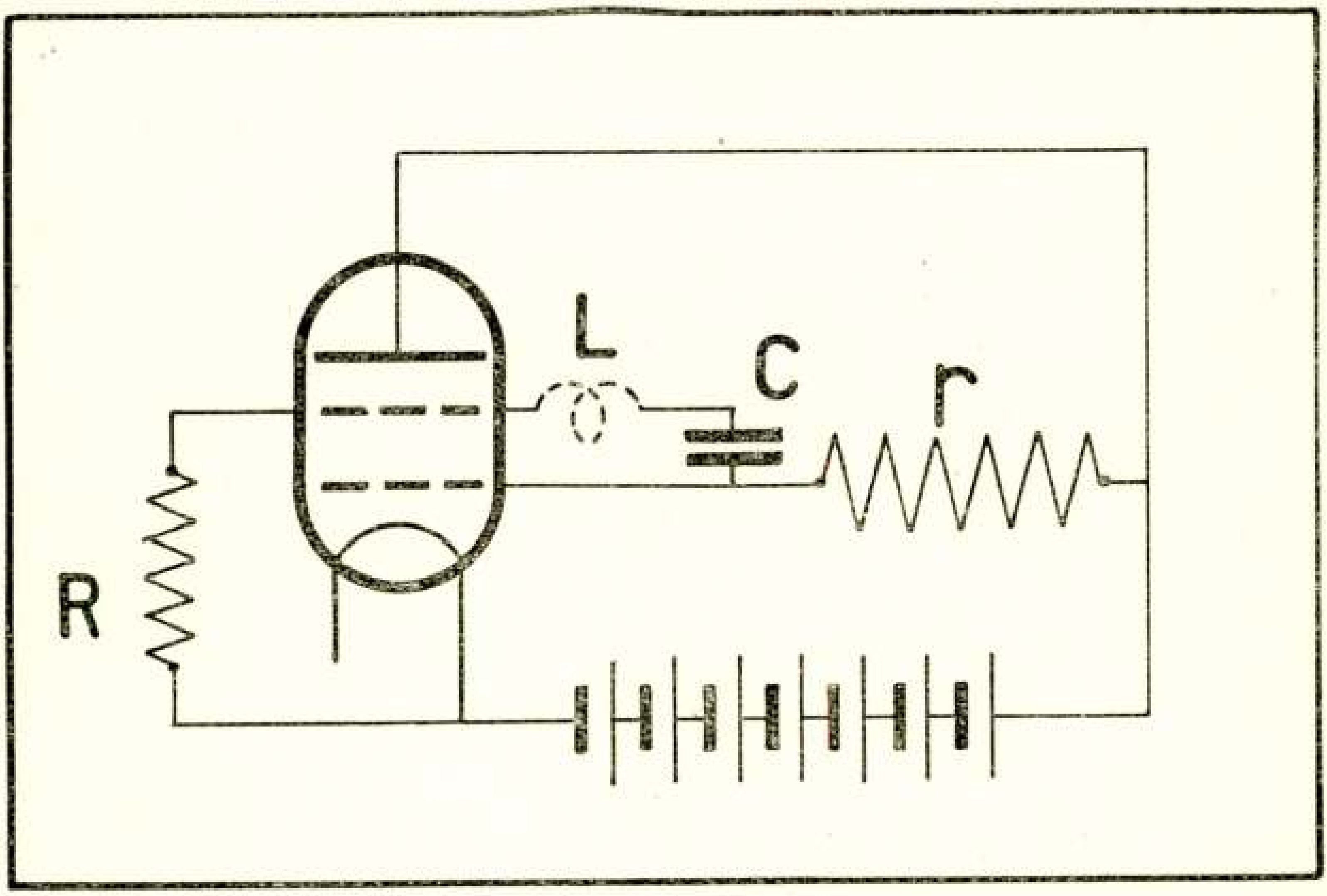
Figuur 6

dubbelwerkende stoommachine met een veel te klein vliegwiel. De kleine traagheid van het vliegwiel is echter noodzakelijk om het systeem over de doode punten heen te brengen.

Par. 6. Nu de algemeene vergelijking (4) voor *relaxatie-trillingen* bekend is, is het gemakkelijk om andere electrische systemen van hetzelfde type te ontwerpen. Zulk een systeem is b.v. afgebeeld in fig. 7 en bestaat uit een tetrode, twee weerstanden r en R en een condensator C. Wanneer we wederom de zelfinductie L van de leiding, die den condensator met het buitenrooster verbindt, in rekening brengen, vinden wij, dat de spanningen in het systeem voorgesteld worden door (6). Een experimenteel onderzoek van het systeem toonde aan, dat dit trillingen voortbracht met een trillingstijd die ongeveer gelijk was aan CR. Wanneer r vervangen wordt door een telefoon, dan worden de trillingen hoor-

baar en kan de frequentie-verandering bij verandering van R of C gemakkelijk gedemonstreerd worden.

Par. 7. Verder lijkt het heel aannemelijk, dat, wanneer de geheele karakteristiek (met inbegrip van de deelen met een negatieve helling) in rekening wordt gebracht, de welbekende trilling



Figuur 7

van een neon-buis, die verbonden is aan een weerstand met parallel daarop geschakelden condensator [1]) op dezelfde wijze als relaxatie-trilling behandeld kan worden.

Voorts is het waarschijnlijk (hoewel dit niet nauwkeurig onderzocht is) dat de trillingen van een „Wehnelt" onderbreker tot de algemeene klasse van relaxatie-trillingen behoort en wellicht ook de hartslag. Ook een afzonderlijk bekrachtigde motor, gevoed door een met constante snelheid draaiende serie-dynamo voert relaxatie-trillingen uit, d. w. z. automatisch wisselt de motor periodiek zijn draaiïngsrichting; de snelheid is echter niet een sinusoïdale functie van den tijd, doch deze wordt met goede benadering door fig. 4 ($\varepsilon = 10$) voorgesteld. Ten slotte vallen ook de hoekige

---

[1]) Zie b.v. SCHALLREUTER, Uber Schwingungserscheinungen in Entladungsröhren. Braunschweig, 1923.

trillingen die een weerstands-versterker soms uitvoert onder het algemeene begrip relaxatie-trillingen.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philip's Gloeilampenfabrieken.

EINDHOVEN, April 1926.

STORINGSENQUÊTE VAN HET NEDERLANDSCH RADIOGENOOTSCHAP

In Maart 1926 werd door het Nederlandsch Radiogenootschap een storingsonderzoek ingesteld, waarbij het doel was gegevens te verzamelen over de graad van de storingen bij de radio-ontvangst in Holland.

Uit de verslagen van de ondervonden storingen waarover van tijd tot tijd in de dagbladen en in de amateur-tijdschriften gewag wordt gemaakt, is het vaak moeilijk een gevolgtrekking te maken. Immers, het is moeilijk uit een verbolgen „ingezonden stuk'' van een gestoorden luisteraar de conclusie te trekken, dat de storingen, van welken soort dan ook, in Nederland algemeen van ernstigen aard zouden zijn.

Daarom meende het Genootschap, teneinde een zuiveren indruk te verkrijgen van de storingen in Nederland, goed te doen een enquête in te stellen, waarbij aan zooveel mogelijk luisteraars verzocht werd gegevens over de storingen aan het Radiogenootschap te doen toekomen door het invullen van een vragenlijst, die welwillend door eenige radio-weekbladen werd opgenomen. De vragenlijst werd afgedrukt in:

Radio Luistergids
Radio Express
Radio Wereld
en *Electro Radio*,

de redactie van welke bladen wij (evenals de dagbladpers) hierbij onzen welgemeenden dank voor de bereidwillige medewerking brengen.

De volgende vragenlijst werd in genoemde tijdschriften afgedrukt:

Storingsenquête van het Nederlandsch Radiogenootschap

Het Nederlandsch Radiogenootschap heeft het initiatief genomen tot het instellen van een onderzoek naar de oorzaken van de verschillende storingen, die door de amateurs bij de ontvangst van radiomuziek worden ondervonden (*niet* bedoeld worden luchtstoringen).

Het doet een beroep op de medewerking van alle amateurs in Nederland om in groote getale uitvoerige gegevens te willen verstrekken door het invullen van onderstaande vragenlijst en die vervolgens op te zenden (in envelop voorzien van 10 cents postzegel) aan het:

Secretariaat van het Ned. Radiogenootschap, Willem Barentzstraat 8,
UTRECHT.

Het Nederlandsch Radiogenootschap stelt zich voor de gegevens statistisch te verwerken en de resultaten te publiceeren in de radiopers en de voornaamste dagbladen, en eventueel maatregelen voor te stellen ter verbetering van ongewenschte toestanden, zoo deze mochten blijken.

Bij het invullen van de vragenlijst houde men zich aan den toestand, zooals deze in de laatste twee maanden was en wel voor ontvangst boven 1000 meter golflengte.

VRAGENLIJST

a. storingen door andere stations bij ontvangst van: Hilversum . . . . (λ = 1050 M.)	***)
Daventry . . . . (λ = 1600 M.)	
Königswusterhausen (λ = 1300 M.)	
Radio Parijs . . . (λ = 1780 M.)	
storingen door: b. Nabijheid van electrische machines, trams, fabrieken enz. . . .	
c. Genereerende amateurs	

Adres: ....

Woonplaats: ....

Naam: ....

***) In te vullen de cijfers 0, 1, 2 of 3, waarbij:
- 0 beteekent: geen storingen.
- 1 beteekent: storingen niet hinderlijk.
- 2 beteekent: storingen van korten duur.
- 3 beteekent: storingen ernstig.

Ook wanneer men niet gestoord wordt moet dus een cijfer n.l. het cijfer 0 in het daartoe bestemde vak geplaatst worden. Indien twijfel bestaat, late men de ruimte open.

Zooals hieruit blijkt betrof de enquête drie soorten storingen:

a. storingen door radio stations;

b. storingen door nabijheid van electrische machines, trams, fabrieken enz.;

c. genereerende amateurs,

terwijl de luchtstoringen van het onderzoek zijn uitgesloten; de graad van de storingen werd dus weergegeven door de cijfers 0, 1, 2, 3.

Ofschoon het aantal binnengekomen antwoorden, dat slechts 251 bedroeg, vèr achter bleef bij wat het Genootschap had gehoopt te zullen ontvangen, kwamen de gegevens het Genootschap toch voldoende belangrijk voor, om deze statistisch te verwerken. Een kleine moeilijkheid deed zich daarbij voor, waar niet zelden de inzenders, in plaats van, zooals gevraagd, door het invullen van een nummer de graad van de storing te karakteriseeren, een langere of kortere omschrijving gaven van den aard en graad van de ondervonden storing. Uit deze beschrijving werd bij ontvangst een nummer gedestilleerd, zoodat ook deze gegevens meetelden.

Het gemiddelde (van het geheele land) van de antwoorden op elk der vragen laten wij hier volgen:

	gemiddeld	aantal binnengek. antwoorden
a. storingen door andere stations bij ontvangst van:		
HILVERSUM	1,03	235
DAVENTRY	0,76	235
KÖNIGSWUSTERHAUSEN	1,3	208
RADIO PARIJS	1,09	220

Hieruit blijkt, dat de minste storingen door andere stations voorkomen bij het luisteren naar Daventry. Op één na het minste werd Hilversum gestoord, dan komt Radio Parijs, en relatief het meeste werd gestoord de ontvangst van het in Nederland over 't algemeen minder sterk gehoorde Königswusterhausen.

Het algemeen gemiddelde van alle antwoorden op de vier vragen *a* bedraagt 0,96, zoodat men kan zeggen dat de storingen door andere stations bij het luisteren in Nederland naar deze vier groote stations *niet hinderlijk zijn.*

De volgende lijst geeft het aantal ingekomen antwoorden met de gemiddelden, gerangschikt naar de plaatsen Amsterdam, Rotterdam, Den Haag, Utrecht, Haarlem en het overige deel van Nederland (dat wij kortheidshalve als „platteland" zullen aanduiden).

STORINGEN DOOR ANDERE STATIONS BIJ ONTVANGST VAN:

		a			
		Hilversum	Daventry	Königswusterh.	Parijs
AMSTERDAM	aantal ingek. antw.	59	59	51	52
	gem. cijfer	0.68	0.76	1,25	1,17
ROTTERDAM	aantal ingek. antw.	36	35	29	33
	gem. cijfer	1.44	1,11	1,38	1,24
DEN HAAG	aantal ingek. antw.	23	23	20	23
	gem. cijfer	1,39	0,78	1,05	1,0
UTRECHT	aantal ingek. antw.	16	16	13	14
	gem. cijfer	0,56	0,50	2,0	1,21
HAARLEM	aantal ingek. antw.	9	9	8	8
	gem. cijfer	0,67	0,67	1,12	1,00
PLATTELAND	aantal ingek. antw.	92	93	87	90
	gem. cijfer	1,12	0,69	1,28	1,01

Uit deze naar de steden gerangschikten gemiddelden blijkt dat Hilversum, in Utrecht (zooals door haar ligging dicht bij Hilversum

ook te verwachten was), met de minste storingen ontvangen werd, terwijl Königswusterhausen in Utrecht het meest gestoord werd, wat n.l. ook weder aan den korten afstand Hilversum—Utrecht is te danken, ofschoon het frequentieverschil van de golven van Königswusterhausen en Hilversum ongeveer 55000 bedraagt.

b. Wat de storingen door electrische machines, trams, fabrieken, enz. betreft, het gemiddelde over het geheele land van alle hierop betreffende antwoorden bedraagt: 1,59, terwijl er op deze vraag totaal 225 antwoorden binnenkwamen, waarvan de verdeeling bedraagt:

aantal malen cijfer 3 :	83
aantal malen cijfer 2 :	45
aantal malen cijfer 1 :	20
aantal malen cijfer 0 :	77

Interessant is hierbij op te merken, dat, ofschoon het gemiddelde 1,59 bedraagt, de verdeeling van het aantal cijfers zóó ligt, dat het hoogste (3) en het laagste (0) het meeste voorkomen. Gemiddeld genomen zijn dus de storingen door electrische machines, trams, fabrieken enz. niet frequent, maar àls men storingen van dezen aard ondervindt, zijn zij gewoonlijk heftig, wat als een indicatie van de kleine uitgebreidheid van de tram- enz. storingen mag worden opgevat. Het heftige karakter dezer storingen werd ook bevestigd door tal van ontvangen begeleidende brieven, waarin op den ernstigen aard van de tramstoringen werd gewezen.

Verdeeld over de verschillende steden en het „platteland" vinden wij voor de tramstoringen enz.:

TRAMSTORINGEN, ENZ.

	Gemiddeld cijfer	Aantal antwoorden
AMSTERDAM.	1,70	53
ROTTERDAM.	2,03	34
DEN HAAG	1,95	23
UTRECHT.	1,93	16
HAARLEM.	1,70	10
„PLATTELAND".	1,20	89

Hieruit zou volgen, dat de tramstoringen enz. in *Rotterdam*, *Den*

Haag en *Utrecht* iets ernstiger zijn dan in *Amsterdam* en *Haarlem,* ofschoon het verschil gering is. Het platteland ondervindt echter dit soort storingen aanmerkelijk minder.

De storingen van de categorie (c), dit is door „genereerende" amateurs, werden over het geheele land gemiddeld uitgedrukt door het cijfer 1,97. Over het geheele land genomen zijn derhalve deze storingen van alle het ernstigst, ofschoon dit type van storingen, zooals bekend, geheel vermeden kan worden. De verdeeling van deze storingen over de verschillende plaatsen is in de volgende tabel weergegeven.

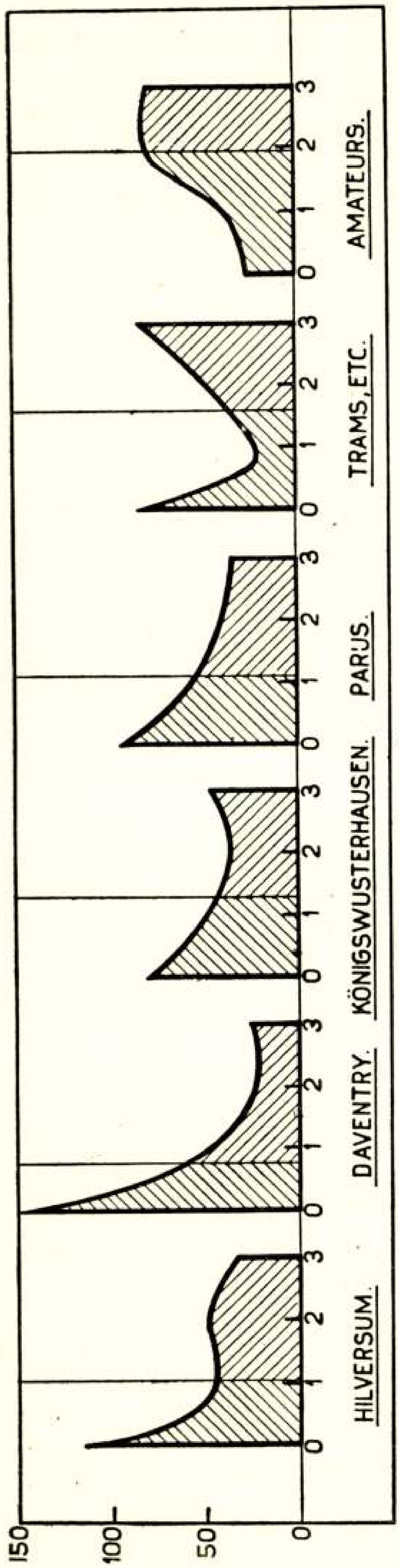
STORINGEN DOOR „GENEREERENDE" AMATEURS

	Gemiddeld cijfer	Aantal antwoorden
AMSTERDAM	2,34	56
ROTTERDAM	2,21	33
DEN HAAG	1,67	21
UTRECHT	2,40	15
HAARLEM	2,56	9
„PLATTELAND"	1,58	89

Hieruit volgt dat de storingen door „genereerende" amateurs in *Amsterdam, Rotterdam, Utrecht en Haarlem* overal even erg zijn, terwijl op het platteland deze storingen veel minder ernstig zijn. Vrijwel gelijk met het platteland staat in dit opzicht merkwaardigerwijze *den Haag.*

Ofschoon overal, ook wat het gemiddelde over het geheele land betreft, de storingen door „genereerende" amateurs erger zijn dan de tramstoringen, maakt den Haag op dezen regel een uitzondering, met tram enz. storingen: 1,95 en storingen door genereerende amateurs 1.67. Gemiddeld kunnen echter de storingen door genereerende amateurs zeer zeker als hinderlijk bestempeld worden.

Ten slotte verwijzen wij nog naar bijgaande grafieken, waarin het aantal antwoorden 0, 1, 2 en 3 in elk der gevallen vertikaal is uitgezet. Fraai blijkt uit deze grafieken hoe de krommen bij de ontvangst van de vier groote stations steeds rechts naar beneden loopen, wat wil zeggen, dat de meeste luisteraars géén storingen ondervinden bij het luisteren naar deze stations, terwijl



Figuur 8

(vooral bij Hilversum en Daventry) het aantal ernstig gestoorden klein is.

Het verloop met een minimum (bij 1) bij de frequentie der tramstoringen enz. werd boven reeds teruggevoerd tot de kleine gebieden waarover deze laatste categorie storingen zich doet gevoelen.

De grafiek van de storingen door amateurs loopt evenwel naar rechts op, d. w. z. er zijn weinigen die géén amateurstoringen ondervinden, en velen bij wie deze storingen van zeer ernstigen aard zijn.

ELECTROMAGNETISCHE STRALENBUNDELS

VOORDRACHT, door Prof. R. MESNY
Gehouden voor het Nederlandsch Radio Genootschap op 18 September 1926

SAMENVATTING

De verwezenlijking van electromagnetische stralenbundels is thans mogelijk dank zij den korten golven, maar om er een oordeelkundig gebruik van te maken is het noodig onderscheid te maken tusschen het verschillend gebruik van de gerichte uitzendingen: n.l. radioverbindingen met verminderde storing en draaiende Hertzbaken. In het eerste geval moet de energie practisch nul zijn in den geheelen nutteloozen sector, in het tweede geval moet zooveel mogelijk de energie in een bepaalde richting geconcentreerd zijn. Om dergelijke stralenbundels te verwezenlijken moet men zijn toevlucht nemen tot scherm-antenne, van welke de eigenschappen hieronder worden onderzocht. De moeilijkheden van het toevoeren van energie aan de scherm-antenne vervallen vrijwel door het gebruik van schermen, bestaande uit een zig-zag gebogen draad, gevoed in het midden; door de opvolgende ombuigingen van den draad volgens een bepaalde wet te doen aanbrengen kan men de eigenschappen van de scherm-antenne in wijde grenzen veranderen. Verschillende stralenbundels van dit soort zijn met deze wijze van werken verkregen en de opgemeten grafieken worden weergegeven.

* * *

De gedachte, electromagnetische stralenbundels te verwezenlijken, is reeds oud en dateert reeds van de proeven van Hertz zelf; en in den tijd dat de radioverbindingen nog in haar kinderschoenen stonden werden reeds verschillende patenten genomen op systemen welke beoogden de energie in een bepaalde richting uit te zenden.

De eerste op papier uitgewerkte inrichtingen waren min of meer gelukkige toepassingen van de bij schijnwerpers gebruikte parabolische spiegels; men copieerde den spiegel van Hertz, bracht echter eenige veranderingen aan met het doel, naar de meening

van de uitvinders, grootere energie te kunnen gebruiken en toenmaals in gebruik zijnde toestellen te kunnen benutten. Ofschoon men toen was in de periode dat men gaarne geneigd was aan de golven van Hertz alle eigenschappen toe te kennen van de lichtgolven zonder steeds te letten op het onderscheid tengevolge van het enorme verschil in golflengte, dacht men niet dadelijk er aan de verschijnselen te copieeren welke zich voordoen bij het gebruik van schermen.

Tusschen 1899 en 1902 bestudeerden Brown, Stone en Blondel combinatie's van twee antennen, waarvan de onderlinge afstand en het fazeverschil zoodanige waarden hadden, dat het geheel niet in alle richtingen evenveel straalde; het systeem-Blondel was eenzijdig gericht. Later, in 1909, werden door Bellini en Tosi gerichte uitstralingen volgens overeenkomstige beginselen verwezenlijkt. Bouthillon en Bellini tenslotte bestudeerden in 1913 en 1914 de straling van een werkelijke scherm-antenne.

Maar toen was de radiotechniek reeds voldoende gevorderd dan dat men de moeilijkheden over het hoofd zou zien, verbonden aan de technische uitvoerbaarheid, en nog langen tijd hield men vast aan de werkwijze van Bellini, zij het dan ook in bijzonderheden min of meer gewijzigd. Zelfs werden deze systemen, behoudens dan in enkele zeldzame uitzonderingen, uitsluitend gebruikt voor gerichte ontvangst.

Maar de korte golven zijn opgekomen en hebben ook hier een omwenteling gebracht in de voorwaarden waaraan het vraagstuk van de gerichte straling gebonden was. Waarmede men ook te doen heeft, met spiegels of met draadschermen, de verkregen uitwerkingen zijn steeds te danken aan interferentie's van door de samenstellende elementen uitgestraalde velden, en men ziet onmiddellijk in dat het noodig is, wil men door middel daarvan een straling verkrijgen die merkbaar een functie is van de richting, dat de afstand van de uiterste elementen op zijn minst in de grootte-orde van de golflengte moet zijn; hoe grooter deze afstand is zooveel te meer is uitstraling van de richting afhankelijk.

Met korte golven zijn derhalve een groot aantal ideeën te verwezenlijken, welke anders spelletjes voor rekenliefhebbers gebleven zouden zijn.

De toepassingen worden natuurlijk gemakkelijker voor uitvoering vatbaar naarmate de golven kleiner worden, en men is dan ook geneigd voor zijn proeven de allerkortste te gebruiken. Verscheiden experimentators hebben dat dan ook de laatste jaren gedaan; zelf heb ik dit vraagstuk onderzocht, en, overtuigd als ik ben dat het

gebruik van gerichte straling niet zal nalaten zich verder te ontwikkelen, stel ik mij voor u thans de door mij verkregen uitkomsten mede te deelen.

* * *

De verschillende toepassingen

Allereerst acht ik het noodig onderscheid te maken in de scherm-antenne al naar het gebruik dat men zich voorstelt er van te maken.

Aan den eenen kant zou de kanalisatie, de concentratie van energie in een nauw-begrensde richting, geschikt zijn om groote diensten te bewijzen aan de algemeene radioverbindingen; in alle gevallen waar de teekens niet voor allen bestemd zijn zou deze concentratie de onderlinge storingen belangrijk doen afnemen; ook zou zij in zekere mate het geheim van de verbindingen waarborgen. Het is hier de plaats op te merken, dat alle werkwijzen, welke in staat stellen de energie in een bepaalde richting uit te stralen in zekeren zin omkeerbaar zijn, en gebruikt kunnen worden voor de ontvangst waar het gaat om slechts *die* teekens te ontvangen, welke in een bepaalde zone worden uitgezonden; deze eigenschap verhoogt merkbaar de mate van geheimhouding, die men met deze systemen kan verkrijgen.

Aan den anderen kant heeft men, sedert men golven van Hertz kan voortbrengen, gedacht aan de verwezenlijking van draaiende stralenbundels, opdat het mogelijk zou zijn dat schepen op zee en vliegtuigen hiermede hun plaatsbepaling zouden kunnen verrichten zonder van iets anders gebruik te maken dan van een gewonen ontvanger.

Beide vraagstukken zijn wellicht even belangrijk, maar zij stellen andere voorwaarden voorop.

De draaiende baak moet een diagram hebben, waarbij voor een gegeven richting de uitgestraalde energie zeer snel met het azimuth verandert; het is hier noodig, dat over een hoek van enkele graden — 4 of 5 b.v. — de uitgestraalde energie tot de helft of nog minder dan de helft afneemt; de nauwkeurigheid van de waarnemingen hangt van dezen hoek af. Waar deze baken moeten kunnen draaien in een vrije omgeving, om onregelmatige absorbtie's door gebouwen te vermijden, moeten de afmetingen daarvan zoo klein mogelijk zijn; dit is vooral ook van belang omreden zij in de meeste gevallen geplaatst zullen worden op kusten, welke bloot staan aan stormen.

Daarentegen is het niet noodig dat de energie nul is buiten

dezen nauwen sector; zij behoeft zelfs niet gering te zijn. Bij sommige gebruiksmethoden (uitstraling van teekens, afhankelijk van de richting van den stralenbundel) kan het zelfs een voordeel opleveren als de uitstraling voortdurend of verscheiden malen gedurende een omwenteling van de baak waarneembaar is; het is dus toelaatbaar dat *de energie naar alle richtingen wordt uitgestraald op voorwaarde dat er een scherpe piek is in een bepaalde richting; de afmetingen van den zender zullen klein moeten zijn.*

Indien het gaat om schermen welke bestemd zijn voor verbindingen, wordt de voorwaarde van een piekwaarde minder belangrijk, maar hier moet de energie tot een te verwaarloozen bedrag afnemen als men zich van de richting, waarin het maximum bevindt, over een bepaald aantal graden verwijdert (20, 30, 40 graden b.v.). Hier staat tegenover dat de installatie's vast opgesteld kunnen zijn, en de afmetingen een veel geringer gewicht in de schaal leggen. Hier dus moet *de energie geconcentreerd zijn binnen een zoo klein mogelijken hoek waarbuiten de straling practisch nul moet zijn; geen voorwaarden, aan de afmetingen te stellen.*

Ik wijs met nadruk op de voorwaarde van onmerkbare straling buiten den nuttigen sector. Op het eerste gezicht zou men kunnen denken dat een verandering in de verhouding van 10 : 1 in de uitgestraalde energie voldoende zou zijn voor het beoogde doel; toch zou dit een dwaling zijn waarvan men zich terstond bewust wordt als men bedenkt dat men bij de vraagstukken, welke ons hier bezig houden, steeds te doen heeft met korte golven. Sedert deze golven gebruikt worden, heeft het experiment aangetoond, dat er zeer vaak weinig verschil bestaat tusschen de ontvangst van twee emissie's waarvan de energieën zich verhouden als 1 : 10.

De oorzaak hiervan is de wijze van ontvangen: doordat de terugkoppelingsgevoeligheid zeer groot is, en de zwakke emissies relatief bevoordeeld worden; te beginnen bij een zekere waarde levert vergrooting van de energie geen voordeelen meer op.

In het diagram van fig. 13 b.v. varieert de energie tusschen een tiende en een twintigste van de piekwaarde voor alle hoeken buiten den sector tusschen $+ 60^\circ$ en $- 60^\circ$; welnu, indien men een baak, welke een dergelijk diagram bezit, laat ronddraaien en men geen bijzondere voorzorgen neemt, dan bemerkt men, als het systeem gevoed wordt met 50 Watt en men zich op een afstand van 50 K.M. bevindt, geenerlei verschil in de ontvangst der teekens; men moet den ontvanger minder gevoelig maken om sterkteveranderingen te kunnen vaststellen. En ik ben vrijwel overtuigd, dat de negatieve resultaten, verkregen bij het luisteren naar ge-

richte emissie's over groote afstanden, te wijten zijn aan oorzaken van dit soort.

* * *

Wij zullen nu de verschillende soorten van stralenbundels, welke men met scherm-antennen kan verkrijgen, gaan onderzoeken.

Twee antennen, met fazegelijke stroomen

Het eenvoudigste net is dat, hetwelk bestaat uit 2 antennen, de stroomen in welke antennen fazengelijkheid hebben. Als $2l$

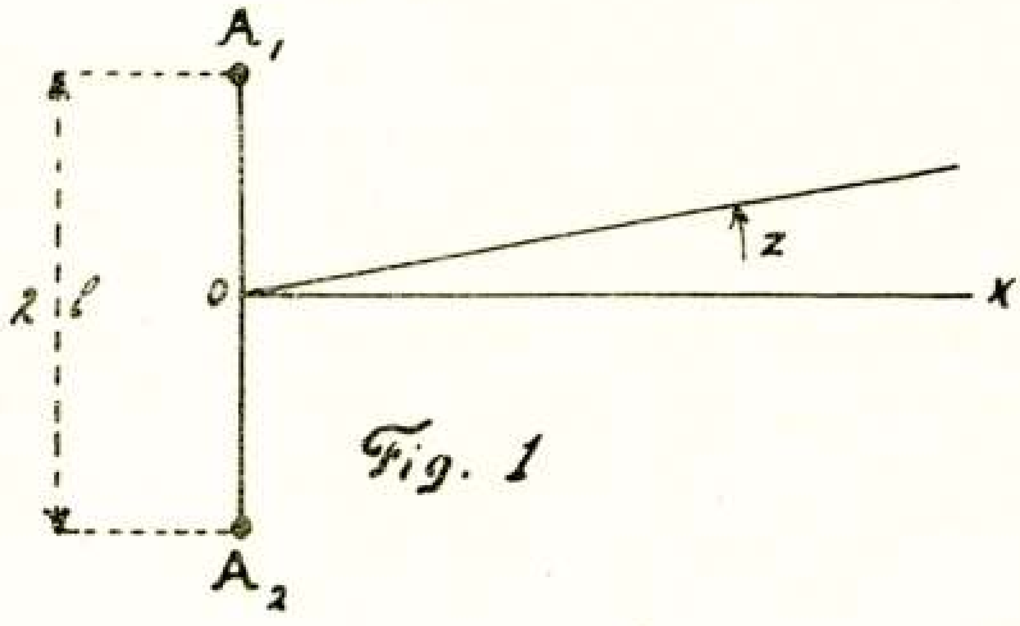


Fig. 1

de afstand der beide antennen A_1 en A_2 is (Fig. 1) kan men gemakkelijk vinden dat de veldsterkte E_2 in de richting z, (den hoek tusschen de gewenschte richting en den normaal op het verbindingsvlak der beide verticale antennen) gelijk is aan:

$$E_2 \backsim \cos(\alpha l \sin z),$$

waarin $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ en λ de golflengte is. (De proportionaliteitsconstante is hierbij weggelaten).

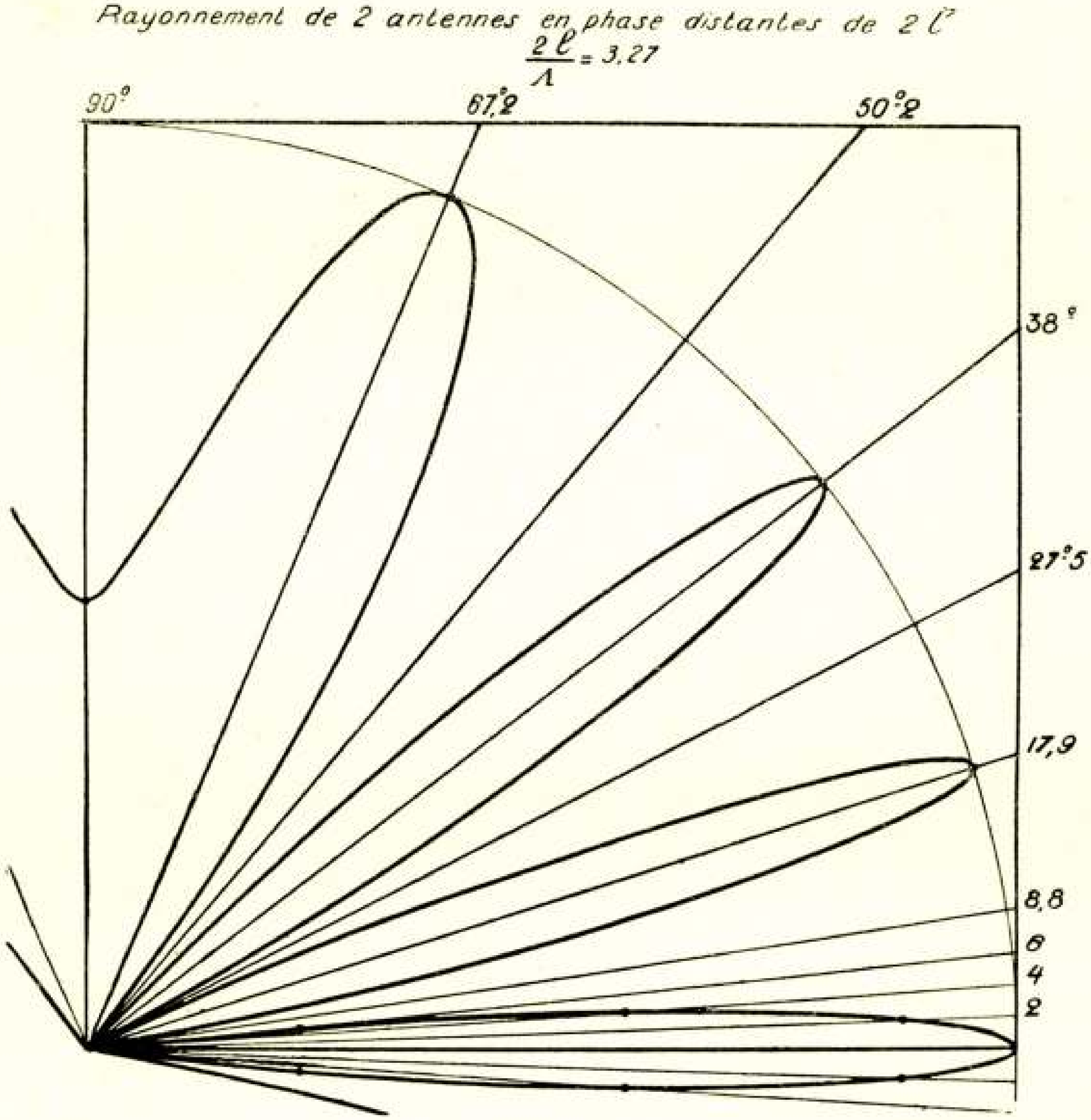
De energie in die richting zou zijn:

$$W_2 \backsim \cos^2(\alpha l \sin z).$$

Uit deze formule kan men gemakkelijk besluiten, dat de veldsterkte en energie-diagrammen samengesteld zijn uit bladvormige figuren; deze figuren zijn van elkaar gescheiden door rechte lijnen, welker hoeken met den normaal aan de volgende vergelijking moeten voldoen:

$$(\alpha l \sin z = (2k + 1)\frac{\pi}{2}, \text{ of } \sin z = (2k + 1)\frac{\lambda}{4l},$$

Het aantal bladen neemt toe met $\frac{2\,l}{\lambda}$; voor elk hunner is de grootste voerstraal gelijk aan de eenheid; fig. 2 geeft het diagram voor het geval dat $\frac{2\,l}{\lambda} = 3.27$.



Figuur 2. Diagram van de uitgestraalde energie. (Slechts een kwart van het diagram is geteekend, hetwelk twee assen van symmetrie heeft)

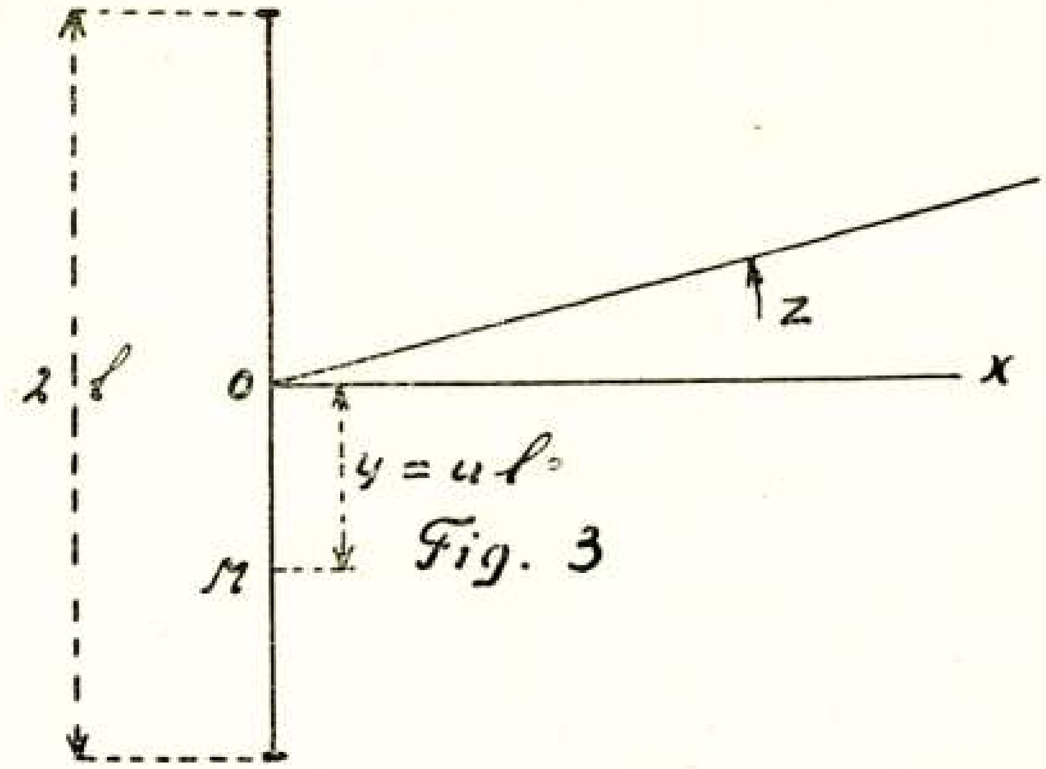
Continue gelijkvormige schermen

Indien wij ons thans een continu-scherm voorstellen ter lengte $2\,l$, gevormd door een vlak van faze-gelijke stroomen, dan vindt men dat het veld E_c gelijk is aan:

$$E_c \backsim \frac{\sin(a\, l \sin z)}{a\, l \sin z}.$$

Een dergelijk scherm te verwezenlijken is strikt genomen niet mogelijk, maar men kan gemakkelijk vaststellen dat, indien men het lang genoeg maakt $\left(\frac{2\,l}{\lambda} > 2 \text{ b.v.}\right)$ en indien men het vervangt

door een rij antennen, welke op minder dan $\frac{\lambda}{4}$ van elkaar verwijderd zijn, de eigenschappen van het veld en zelfs de numerieke



waarden weinig van die van het ideale scherm verschillen, vooral voor waarden van z welke weinig grooter zijn dan 15 à 20°. Daar dit de omstandigheden zijn die van belang zijn zullen wij gebruik maken van de formules voor de continue schermen.

Men ziet dat het stralingsdiagram nog altijd een rij bladen aanwijst welke begrensd worden door hoeken gelijk aan $\pm\, bg\, sin\, k \frac{\lambda}{2l}$ (k is een geheel getal); de grootste voerstraal naar het eerste blad is gelijk aan 1 voor $z = 0$; die van het tweede blad is echter nog maar gelijk aan zeg $^1/_{25}$ ongeveer; die van de daarop volgende bladen zijn nog veel kleiner.

Continue schermen met veranderlijke intensiteit

Men richte het nu zoo in dat de intensiteit verandert met de plaats van het stroomelement in het scherm, echter zoodanig dat de stroomverdeeling symmetrisch blijft ten opzichte van het midden o daarvan; men kan deze intensiteit uitdrukken als een functie van de afstand van het stroomelement tot het midden o van het scherm, welke functie wij schrijven als $f\left(\frac{y}{l}\right)$, of $f(u)$ waarin $y = u\, l$.

Alsdan verkrijgt men nieuwe eigenschappen. Bellini reeds heeft aangetoond dat een discontinu scherm, de eigenschap hebbende dat de samenstellende antennen worden doorloopen door stroomen evenredig met de coefficient van het binomium, geen parasitaire bladen vertoont in zijn diagram [1]).

[1]) La possibilité de la T. S. F. à forte concentration. — Bellini, E., Electrician, 18 Dec. 1914 — Onde electrique, t. 5., Septembre 1926.

Deze wet voor het afnemen der intensiteit is niet noodzakelijk, voor zoover men niet streng wiskundig te werk wil gaan; neemt men bijv.

$$f(u) = \cos \frac{\pi}{2} u,$$

dan vindt men voor het veld:

$$E_v \backsim \frac{\cos (a\, l \sin z)}{1 - \left(\frac{4\, l}{\lambda} \sin z\right)^2}.$$

Indien men den grootsten voerstraal van het middelste blad in het energie-diagram gelijk stelt aan 1, dan is die van het naastliggende blad slechts gelijk aan $^1/_{225}$.

Men constateert bovendien een onbepaaldheid in de afname der voerstraallengten van het hoofdblad voor den hoek

$$z = bg \sin (2\, k + 1) \frac{\lambda}{4\, l},$$

voor welken hoek beide termen van bovenstaande breuk nul worden.

Het is niet noodig op deze bijzonderheden verder in te gaan; ik wilde alleen deze eigenschap van continue schermen naar voren brengen: *onderdrukking practisch van secundaire bladen in de diagrammen,* een eigenschap welke zich in sterker mate doet gelden naarmate de stroom in het scherm naar de uiteinden toe afneemt.

* * *

Eenzijdig gerichte uitstralingen

Alle hiervoor besproken systemen stralen de energie uit symmetrisch ten opzichte van het vlak der antennen. Beschouwen wij nu twee identieke antennen-systemen A en B (fig. 4), op een afstand d' van elkander, en veronderstellen wij dat in deze beide

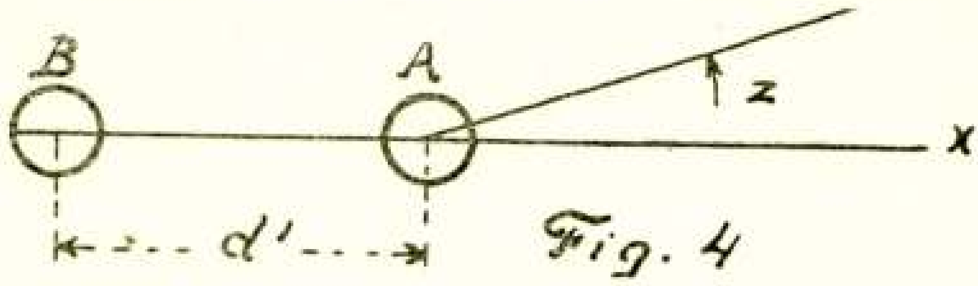


Fig. 4

systemen stroomen loopen van gelijke amplitude maar met een fazeverschil φ, en zij E_a het door een dezer veroorzaakte veld in de richting z, dan kan men gemakkelijk berekenen dat het veld, door het geheel veroorzaakt, gelijk is aan:

$$E = 2\, E_a \cos \left(\frac{\varphi - a\, d' \cos z}{2}\right);$$

als men voor φ de waarde invult:

$$\varphi = \pi - a\,d',$$

dan is:
$$E = 2\,E_a\,sin\left(a d'\,cos^2\frac{z}{2}\right);$$

of wel, indien $d' = \frac{\lambda}{4}$:

$$E = 2\,E_a\,sin\left(\frac{\pi}{2}\,cos^2\frac{z}{2}\right).$$

Het veld van het geheel wordt verdubbeld in de richting $z = 0$ en in de buurt daarvan; het veld wordt nul in de tegenovergestelde richting $z = 180°$. Indien de systemen elk voor zich slechts een nauw blad naar beide zijden uitstralen, blijft practisch slechts een enkel blad bestaan.

Terloops zij opgemerkt dat men zich zou kunnen voorstellen, zooals men reeds gedaan heeft, groepen van antennen te bouwen in verschillende gelederen A, B, C, D, zooals in figuur 5; men kan alle antennen uit een gelid fazegelijkheid geven, en de gelederen onderling een fazeverschil.

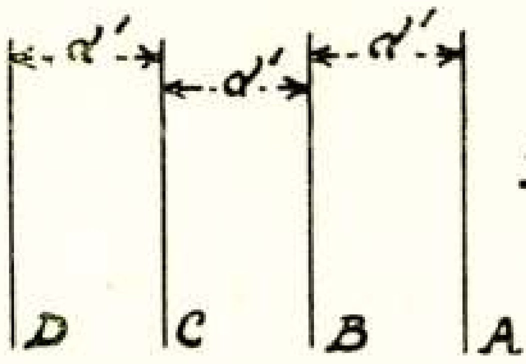


Fig. 5

Men kan dan aantoonen dat, wil het systeem eenzijdig gericht zijn, dezelfde betrekking

$$\varphi = \pi - a\,d'$$

moet bestaan voor de fazen en de afstanden. Maar voor wat betreft de scherpte in de begrenzing van den bundel zou er, bij gelijk aantal antennen en bij gelijk vereischt oppervlak, geen voordeel zijn boven een systeem bestaande uit slechts twee gelederen. Dit spruit voort uit de aanwezigheid van de factor $sin\,z$ in het veld van schermen met fazegelijkheid, en uit die van den factor $(1 + cos\,z)$ in dat van schermen met veranderende faze; $cos\,z$ blijft nagenoeg constant in de buurt van $z = 0$.

* * *

Spretding van den bundel

In de verschillende problemen die wij ons tot nu toe gesteld hebben kan de scherpte van den bundel gedefinieerd worden door

den vorm van het diagram binnen enkele graden rondom het maximum: bij draaiende baken is dit het eenige belangrijke gebied; ten behoeve van radioverbindingen is het eene blad dat het diagram mag aanwijzen voldoende gedefinieerd door zijn piekwaarde.

Het veld van een symmetrisch scherm met fazegelijkheid, zooals dat van figuur 3, waarbij de intensiteit in M een $f(u)$ is per eenheid van lengte van het scherm, is gelijk aan:

$$E = 2\,l \int_0^1 f(u) \cos(\alpha\, l\, u \sin z)\, du.$$

Zoolang $\alpha\, l \sin z$ kleiner blijft dan $\frac{\pi}{3}$ (overeenkomende met $z = 4^0$ voor $\frac{2\,l}{\lambda} = 5$), begaat men een fout kleiner dan $^1/_{10}$ als men den cosinus vervangt door:

$$1 - {}^1/_2\, \alpha^2\, l^2\, u^2 \sin^2 z;$$

de fout wordt trouwens snel geringer naarmate z afneemt.

Gebruik makende van deze vereenvoudiging verkrijgt men:

$$E = 2\,l \int_0^1 f(u)\, du - \alpha^2\, l^2 \sin^2 z \int_0^1 u^2 f(u)\, du.$$

Men kan gemakkelijk nagaan dat:

$$-\alpha^2\, l^2 \int_0^1 u^2 f(u)\, du = \left(\frac{d^2 E}{d z^2}\right)_{z=0} = E''_0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

dus, E_0 het veld noemende voor $z = 0$,

$$\frac{E}{E_0} = 1 + {}^1/_2\, \frac{E_0''}{E_0} \sin^2 z.$$

Deze laatste betrekking toont hoe het veld met de richting verandert; men had haar onmiddellijk kunnen neerschrijven, maar de afleiding via de betrekking (1) is interessant omdat deze aantoont *dat voor een gegeven stroomverdeeling in een scherm de bundelscherpte evenredig is met het vierkant van* $\alpha\, l$, *d. w. z. met het vierkant van* $\frac{2\,l}{\lambda}$.

Men kan er ook uit afleiden de verhouding van de lengten van twee schermen van verschillend karakter, welker bundelscherpten gelijk moeten zijn.

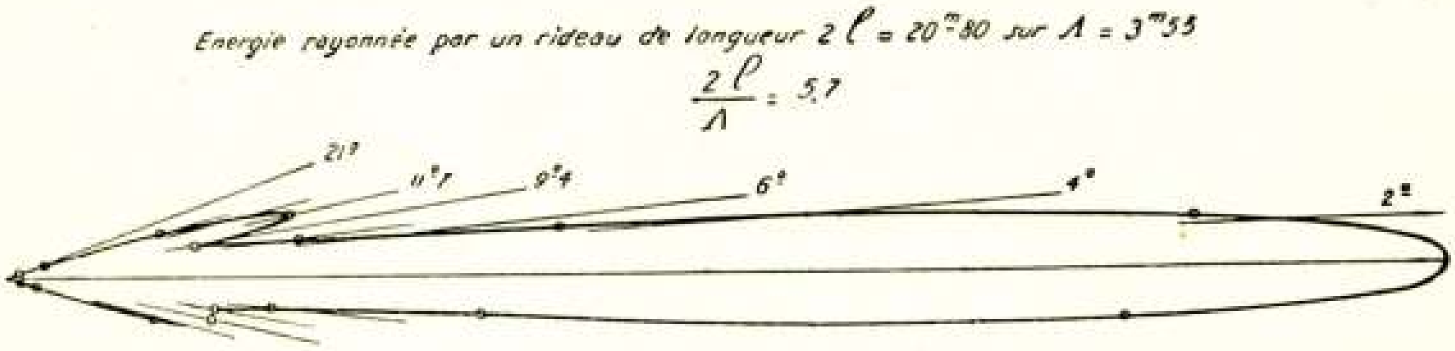
Voor een scherm met uniforme stroomverdeeling b.v. heeft men

$$\left(\frac{E_c''}{E_c}\right)_{z=0} = -\frac{\alpha^2\, l^2}{3}.$$

Voor een stelsel van twee antennen met fazegelijke stroomen, en waarvan de afstand gelijk is aan $2\,l'$, heeft men

$$\left(\frac{E_2''}{E}\right)_{z=0} = -\,a^2\,l'^2.$$

Van twee antennen met fazegelijke stroomen behoeft men de afstand slechts $\sqrt{3}$ maal zoo klein te kiezen als de lengte van een scherm met uniforme stroomverdeeling voor het verkrijgen van dezelfde bundelscherpte; van dit standpunt bezien zal men de diagrammen der figuren 2 en 6 kunnen vergelijken.



Figuur 6. **Diagram van de energie, uitgestraald door een eenvoudig zigzagscherm. (Slechts de helft van de kromme is geteekend, die symmetrisch is ten opzichte van het punt links).** $2\,l = 5.7\,\lambda$

Tenslotte leidt men uit bovenstaande betrekkingen af dat de maximale bundelscherpte verkregen wordt met een stelsel van twee antennen: dat is een scherm waarvan $f\,(u)$ nul is langs het geheele scherm, behalve aan de uiteinden waar $u = 1$ moet zijn.

* * *

Zigzag-schermen

De studie van de eigenschappen van antennenetten is zeer eenvoudig, daar zij zich beperkt tot de toepassing van eenige trigonometrische formules en het ware gemakkelijk om de beste stroomverdeeling te kiezen als het voldoende zou zijn voor te schrijven dat door die en die draden, die en die stroomen moeten gaan, en dat er een bepaald fazeverschil moet bestaan tusschen die en die antennestroomen; de verwezenlijking dezer wenschen is een geheel andere zaak.

De korte golven nemen zeer zeker alle moeielijkheden weg wat betreft afmetingen, maar zij verhoogen de electrotechnische moeielijkheden. Het is geen eenvoudige zaak op verschillende punten bepaalde stroomsterkten te verkrijgen als de geringste parisitaire capaciteit een belangrijke afleiding beteekent; als de veldsterkten op afstanden van enkele decimeters van nul tot het maximum aangroeien; als elke draadombuiging en elke verandering van eenige constante van de draden reflectie veroorzaakt. Deze moeie-

lijkheden zijn vaak opgetreden en er zijn verschillende voorzorgen aangeduid om een regelmatige voeding te verkrijgen van de enkele antennen waaruit de werkelijk gebruikte scherm-antennen bestonden.

Ik ben op het idee gekomen een scherm samen te stellen door middel van een doorloopenden draad, in zigzag-vorm gebogen, zooals Fig. 7 doet zien. Indien men een dergelijken draad in zijn midden, op draad AB, aanstoot, verkrijgt men een regelmatige verdeeling van stationaire stroomen en indien men de frequentie

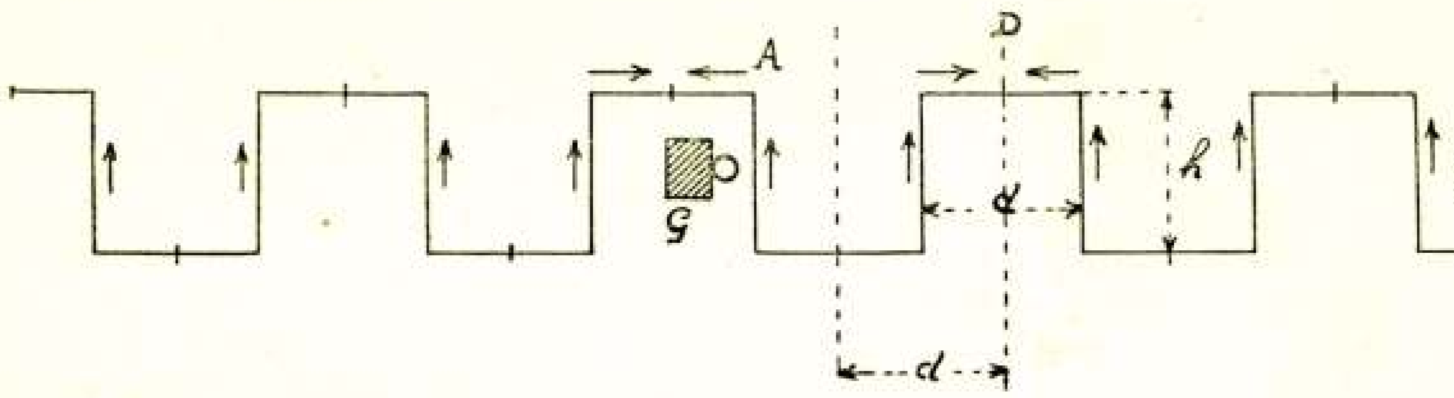


Fig. 7

Stroomverdeeling in een zigzagscherm

zoodanig kiest, dat de halve golflengte gelijk is aan de lengte tusschen de middens C en D van twee opeenvolgende horizontale draadstukken, ziet men dat alle verticale draadstukken doorloopen worden van stroomen in dezelfde richting; men heeft dan een scherm van het soort dat wij boven in studie genomen hebben. Deze begeerde frequentie kan men overigens gemakkelijk verkrijgen door den generator op het scherm af te stemmen met behulp van een in dat scherm opgenomen amperemeter.

De stroomen in de horizontale draadstukken stralen niet dicht bij de aarde, tenminste niet op korten afstand, juist door hun richting; maar er is meer: men zal opmerken, dat er in elk horizontaal draadstuk twee stroomen loopen in tegengestelde richting en van nagenoeg gelijke sterkte, waarvan het totaal-effect nagenoeg nul is op elken afstand.

De bochten, welke zich bevinden in den draad, die het scherm vormt, doen onmiddellijk vreezen voor parasitaire reflectie's tengevolge van discontinuïteiten in de draadelementen (coefficient van zelfinductie en capaciteit per lengte-eenheid). In werkelijkheid echter is deze invloed gering, en de reflectie in een bocht van weinig belang; een berekening uitvoeren voor een zigzagscherm zou zeer bewerkelijk zijn, maar het experiment toont, door de constructie van de energie-diagrammen, aan, dat de stroomverdeeling nagenoeg is als zooeven aangegeven werd. Door de

stroomsterkte te meten in de opeenvolgende draadstukken, kan men constateeren, dat deze langzaam afneemt naarmate men van het midden naar de uiteinden gaat.

* * *

Veranderlijke stroomdichtheid in een scherm

Men kan, zooals wij dat boven gedaan hebben, het scherm van Fig. 7 aanpassen aan een continu scherm van dezelfde lengte. Zij H de hoogte van dit equivalente scherm, I de stroomdichtheid per eenheid van lengte daarin; zij aan den anderen kant h de hoogte van de zigzagantenne, i de gemiddelde stroomsterkte in een verticaal draadstuk, d de afstand tusschen twee naburige verticale draadstukken; dan is voor gelijkwaardigheid noodig:

$$(H\ I) = i\ \frac{h}{d}$$

Nu belet ons niets $\frac{h}{d}$ langs de zigzagantenne te doen veranderen zooals aangegeven in Fig. 8. Men ziet dus dat men bijna elke gewenschte stroomverdeeling kan kiezen voor het equivalente continue scherm; slechts heeft men rekening te houden met de afname van i van het midden naar de uiteinden.

Zelfs deze eisch kan men laten vallen als men het scherm in twee punten nabij de uiteinden voedt, maar in stede van dit te doen met behulp van draden vanaf denzelfden generator kan men twee *onafhankelijke* generatoren gebruiken, aangesloten aan geschikte punten. Het is inderdaad bekend, dat twee generatoren, welker eigenfrequentie's zeer dicht bij elkaar liggen, synchroon worden; er is dan een onderling fazeverschil, maar dat kan men door bijregeling varieeren zooals men wil. Het schommelen om het synchronisme is een verschijnsel, dat zeer duidelijk zichtbaar

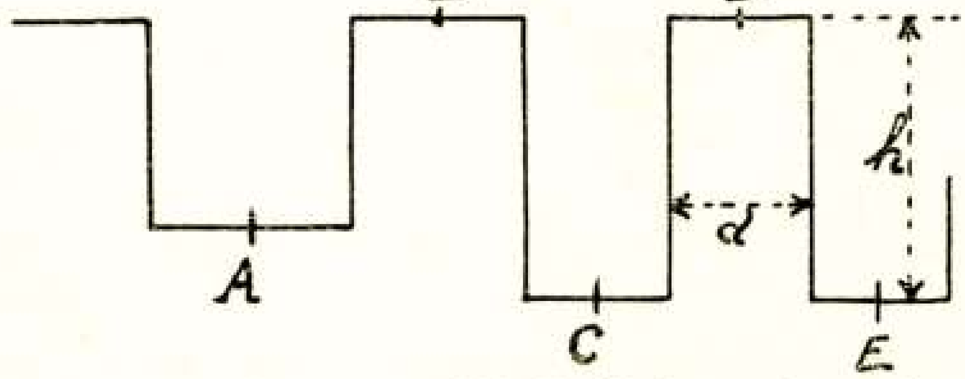


Fig. 8

Een manier om de stroomdichtheid langs het scherm te veranderen

is op de meetinstrumenten der generatoren en op dat voor den antennestroom zelf. Als eenmaal synchronisme is verkregen stelt

de antenneamperemeter in staat de variatie's in het fazeverschil der generatoren te volgen. Dezelfde werkwijze kan worden gevolgd voor de *directe* voeding van de beide schermen van een eenzijdig gericht systeem.

In alle gevallen biedt zij het voordeel de energie te vergrooten als die van de generatoren beperkt is, en dit kan bij korte golven van voordeel zijn, zelfs bij het gebruik van gewone antennen.

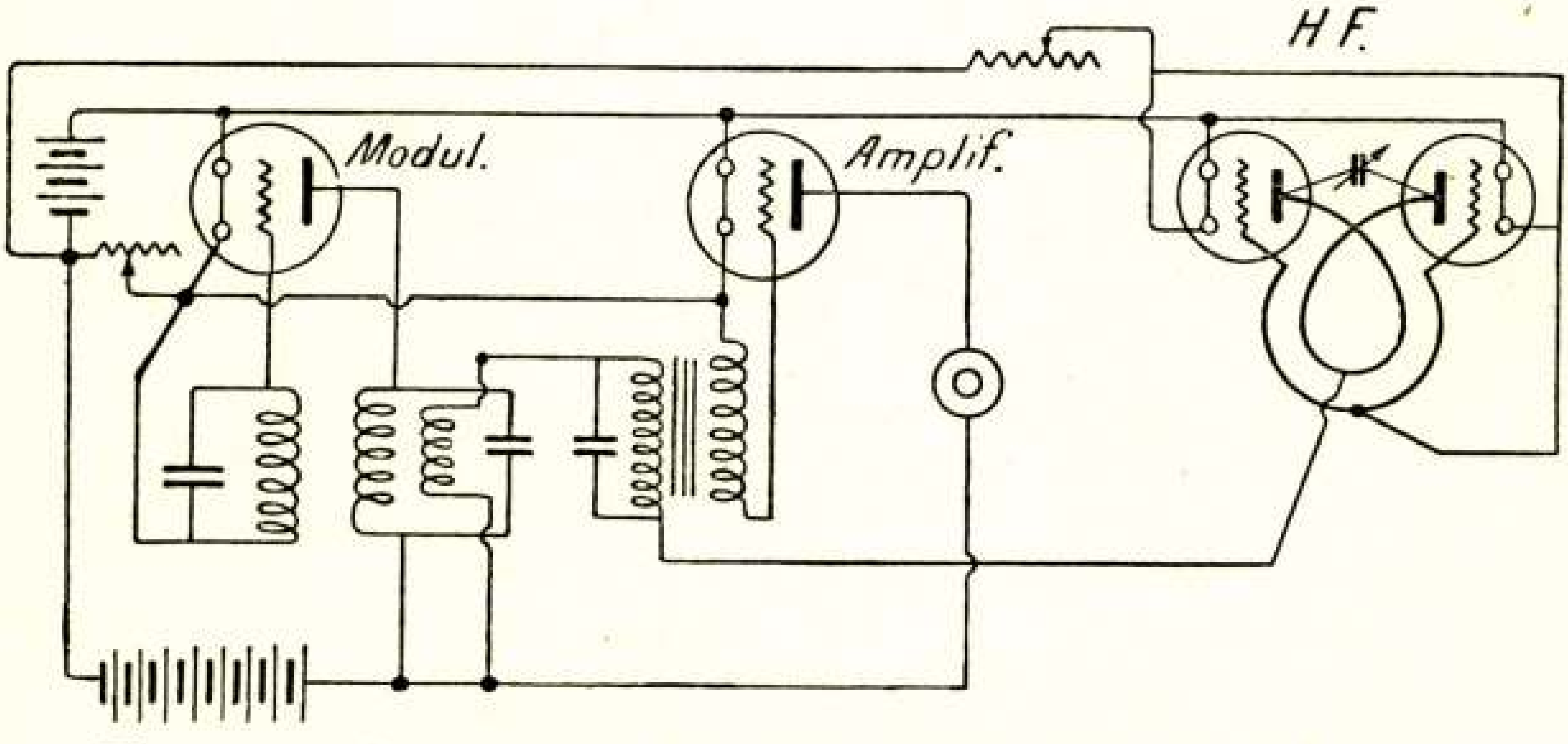
* * *

Proefondervindelijke uitkomsten

Experimenteel heb ik de zigzagschermen bestudeerd met golven van 3 meter ongeveer; deze golven zijn voldoende kort voor het snel en gemakkelijk bouwen van schermen; zij zijn ook wat gemakkelijker op te wekken en te ontvangen dan golven kleiner dan 1.50 à 2 M., want zij leenen zich tot het gebruik van courante trioden onder normale gebruiksvoorwaarden.

De schermen waren ingericht als het dubbele scherm, door Fig. 9 voorgesteld, met eenige paaltjes en touwen; het meten van de energie geschiedde met behulp van een thermo-element, opgenomen in een der antennen en verbonden met een galvanometer (Fig. 10).

De generator was er een van het symmetrische type met een input van 100 à 200 Watt. Voor groote-afstandsproeven gebruikte ik superregeneratieve ontvangst (Fig. 11), welke bijzonder gemakkelijk is wegens den eenvoud van het regelen.



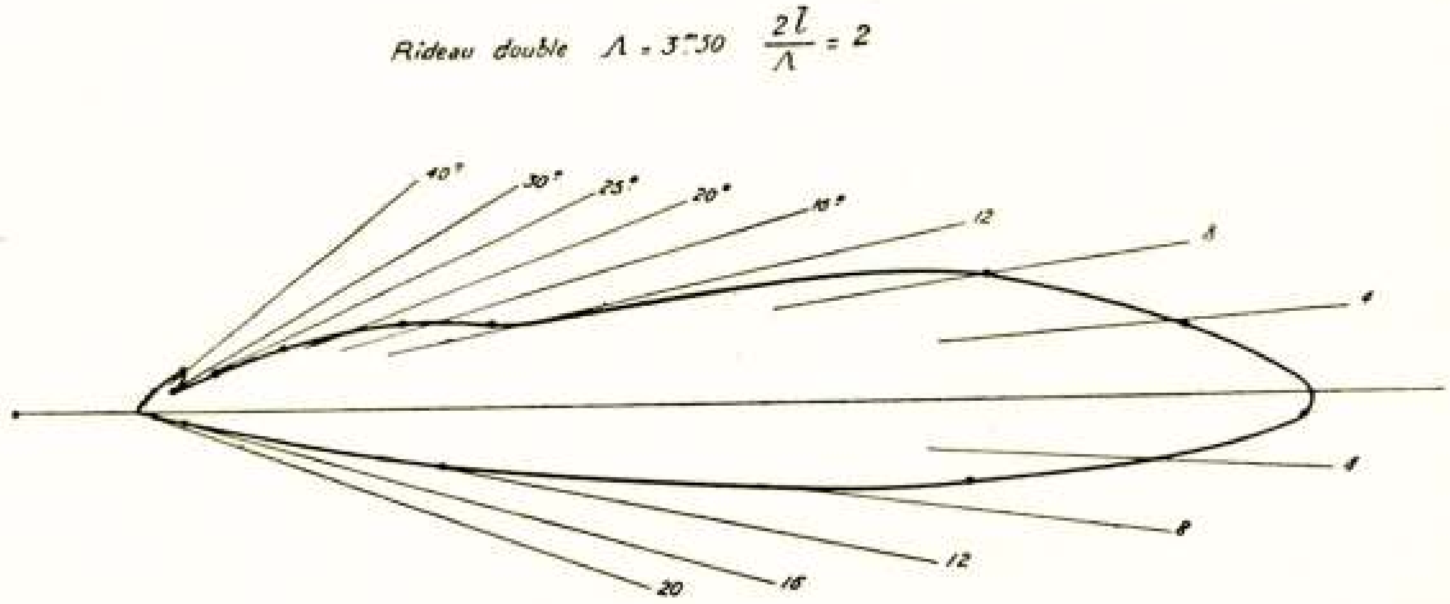
Figuur 11. Superregeneratieve ontvanger voor zeer korte golven.

Fig. 6 geeft het diagram dat verkregen werd met een eenvoudig scherm van een lengte $2l = 5,7\lambda$ (de straling is natuurlijk symmetrisch; slechts de eene helft heb ik weergegeven).

In het gedeelte dat overeenkomt met de kleine hoeken komt dit diagram het theoretische diagram van een continuscherm van dezelfde lengte zeer nabij. Indien W_o en W de energieën zijn welke worden uitgestraald resp. in de richting loodrecht op het scherm en in een richting, met de vorige een hoek z makende, verkrijgt men de volgende tabel:

z	W/W^o	
	berekend	waargenomen
0°	1	1
2°.4	0.83	0.83
4°.8	0.45	0.39
7°.2	0.126	0 204

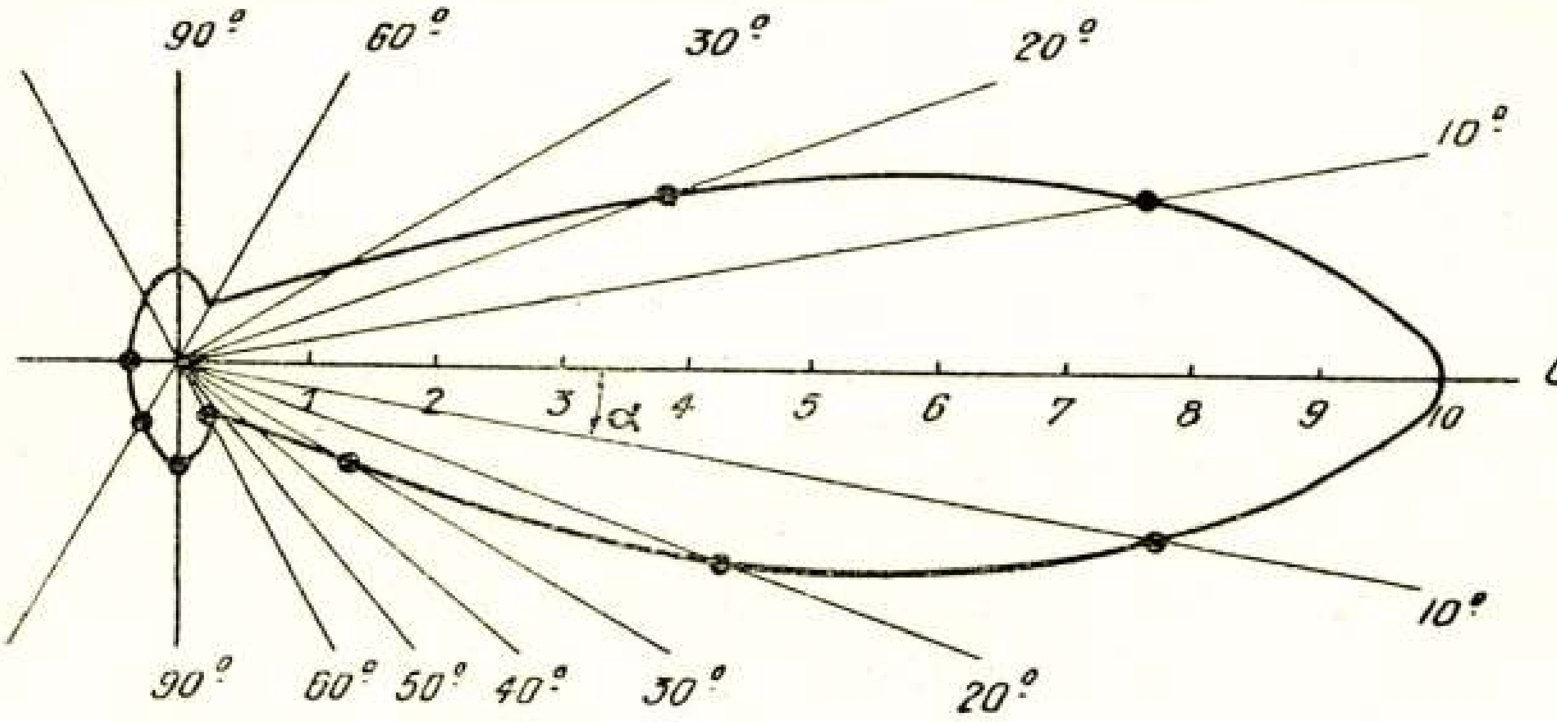
Figuur 12 geeft het diagram dat verkregen werd met een dubbel scherm van een lengte $2\,l = 2\,\lambda$. Dit diagram is zeer onregel-



Figuur 12. Energie-diagram, verkregen met het dubbele scherm van figuur 9. Het geïsoleerde punt links van de kromme stelt de energie voor in de richting $z = 180$ ° (achter het scherm was een klein smal blad dat niet gemeten werd).

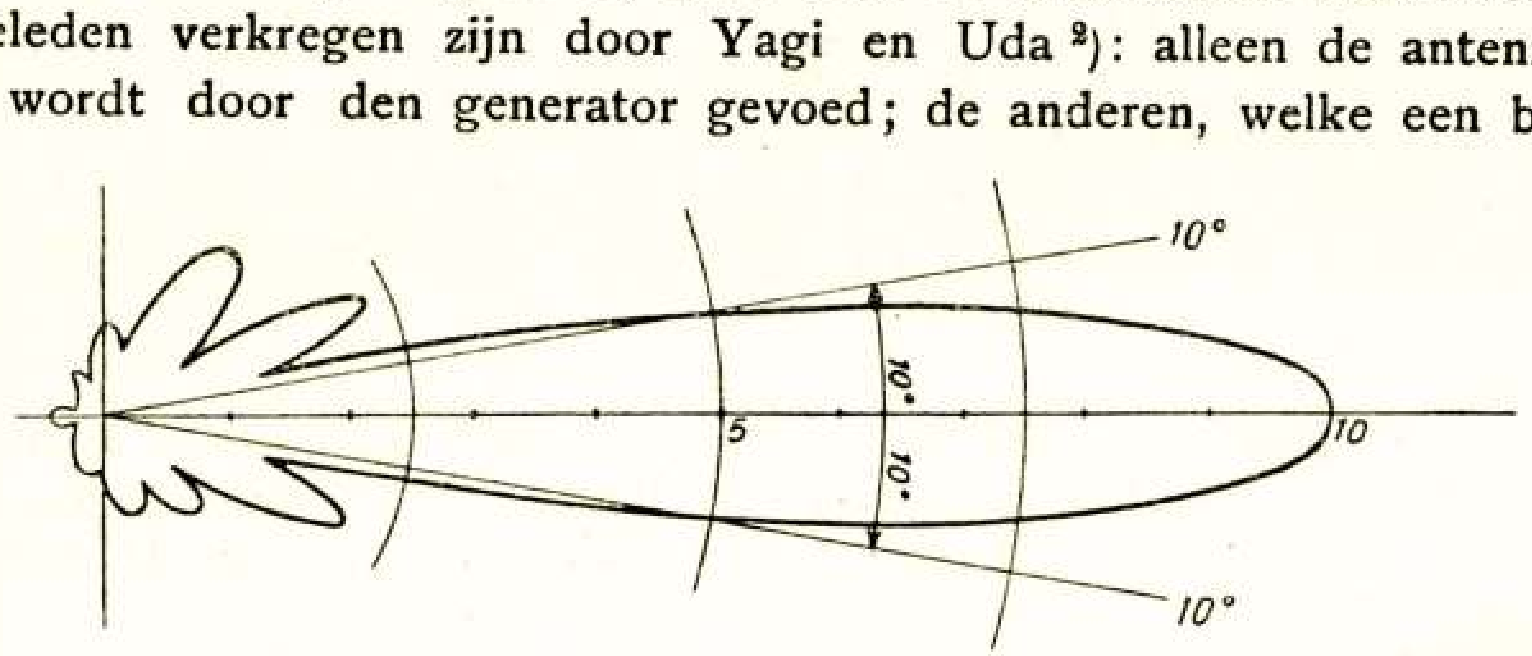
matig en de energie, welke naar achteren wordt uitgestraald, is onvoldoende tot nul teruggebracht; weersomstandigheden hebben verhinderd een juiste opstelling te kiezen en de metingen over te doen, maar ik geef het toch maar weer, opdat men het zal kunnen vergelijken met dat van Fig. 13, hetwelk betrekking heeft op een parabolischen spiegel met een opening van $1.76\,\lambda$ en dat gevonden is onder de beste omstandigheden, tenminste voor alle hoeken tusschen — 60° en + 60°. Opgemerkt dient te worden, dat voor het dubbele scherm de maximale uitwijking van den galvanometer 230 schaaldeelen bedroeg en dat voor alle de kromme niet snijdende richtingen (een kleine ring van achteren uitgezonderd) de uitwijkingen slechts 2 of 3 schaaldeelen bedroegen. De superioriteit van schermen boven spiegels springt uit deze verge-

lijking wel zeer in het oog, als men rekening houdt met gewichtsvoorwaarden en verdere complicaties. Het is verder interessant de



Figuur 13. Energiediagram verkregen met een parabolischen spiegel met een opening van 1,76 λ.

krommen te vergelijken met die van figuren 14 en 15. Die van figuur 14 stelt voor de straling van de draaiende baak, welke in Southforeland [1]) is opgesteld ($\lambda = 6.09$ M.; $2\,l = 3.12\lambda$; 8 antennen; dubbel scherm). Figuur 15 stelt voor de uitkomsten welke kortgeleden verkregen zijn door Yagi en Uda [2]): alleen de antenne o wordt door den generator gevoed; de anderen, welke een be-



Figuur 14 Energiediagram verkregen met een dubbel scherm van den Hertz-baak te Southforeland.

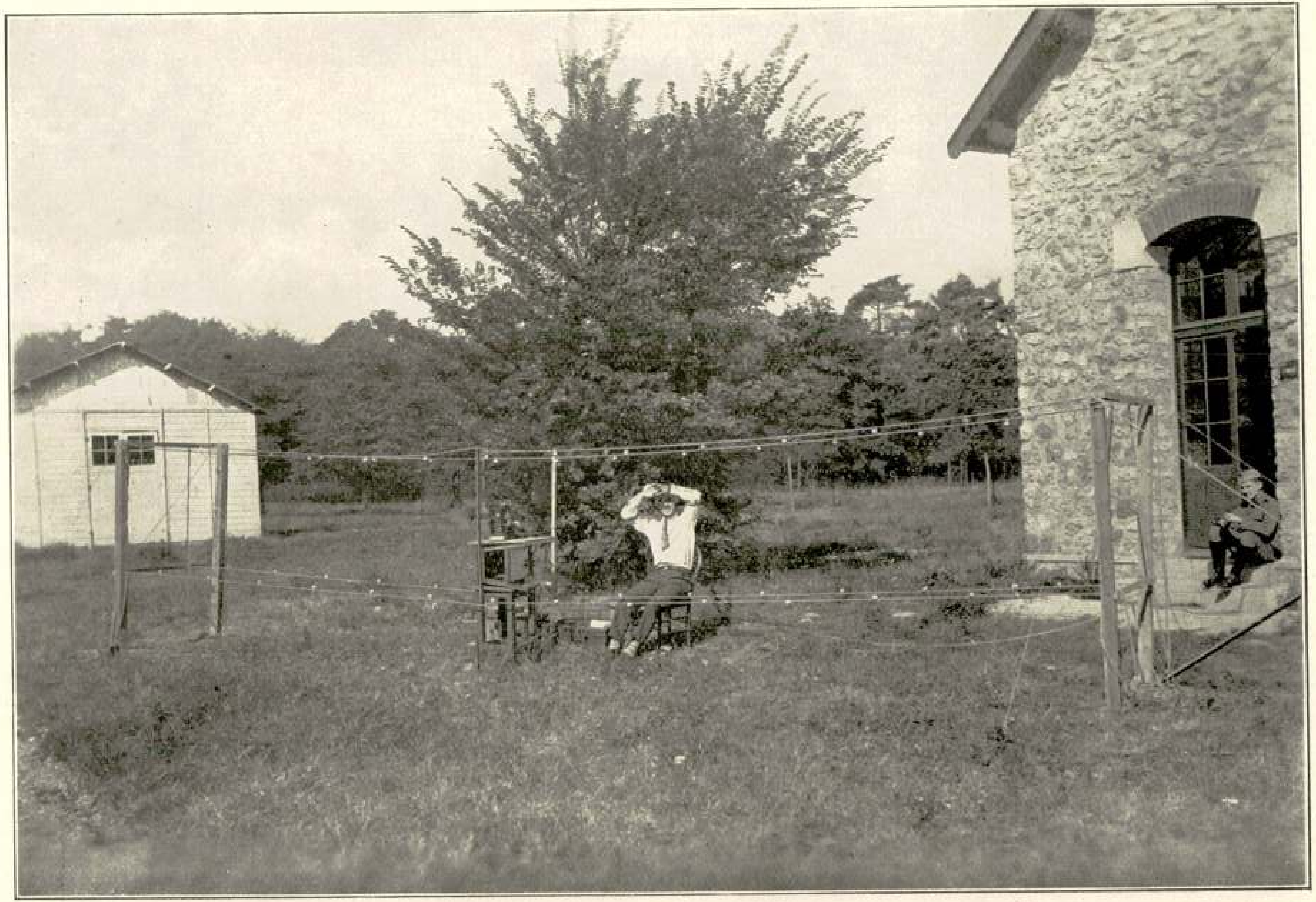
paalde lengte hebben, worden in trilling gebracht door de golven, welke door o worden uitgezonden. ($\lambda = 4.40$ M.) $2\,l = 8.88\ \lambda$).

Ik ga nu een opmerking maken over de foutieve verwachtingen die de diagrammen van gerichte uitstralingen dikwijls wekken wanneer men nog niet in de gelegenheid is geweest naar de overeenkomstige emissie's te luisteren.

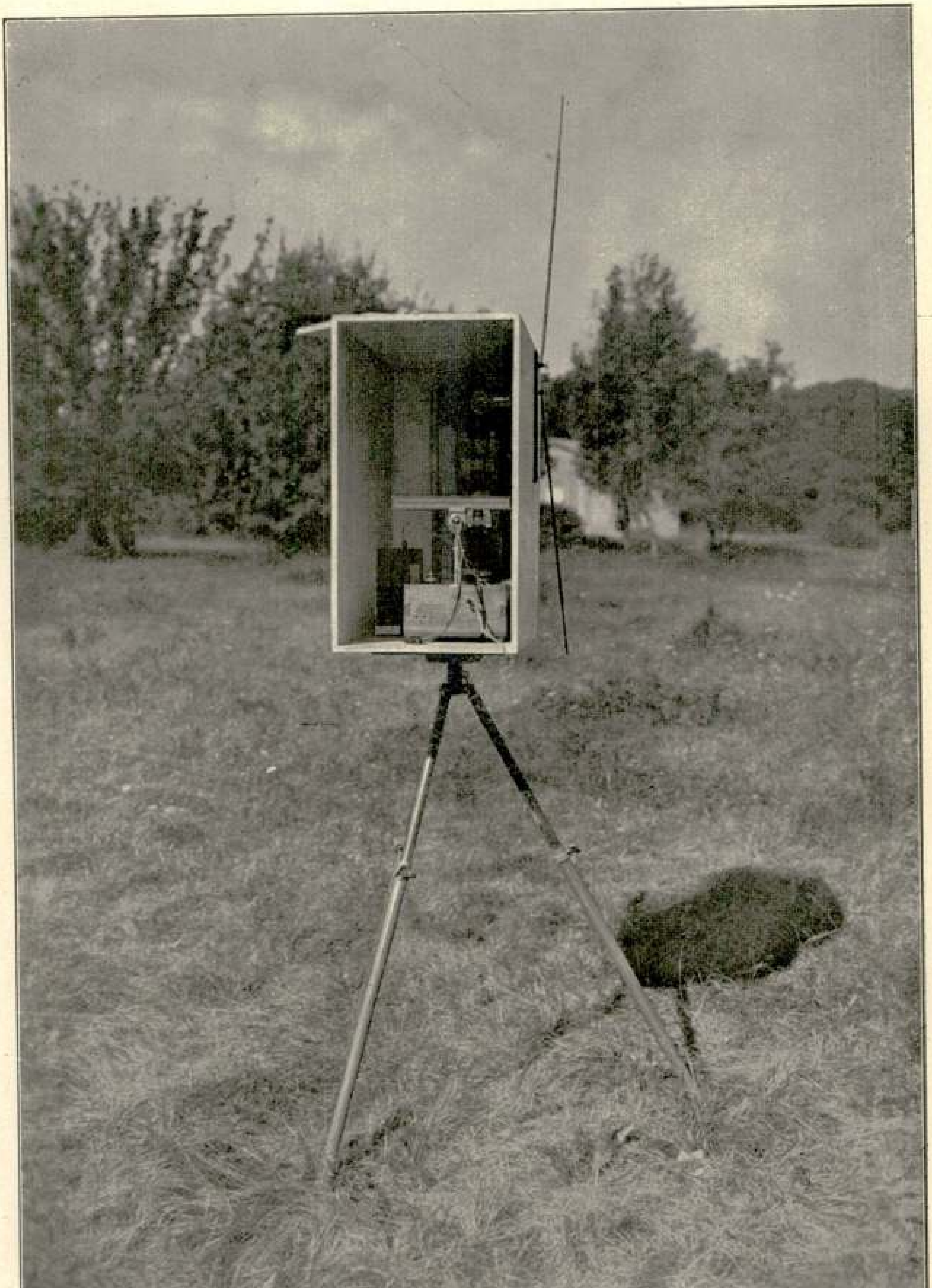
---

[1]) Beam Direction finding — Electrician — t. 95, 11 Sept. 1925.

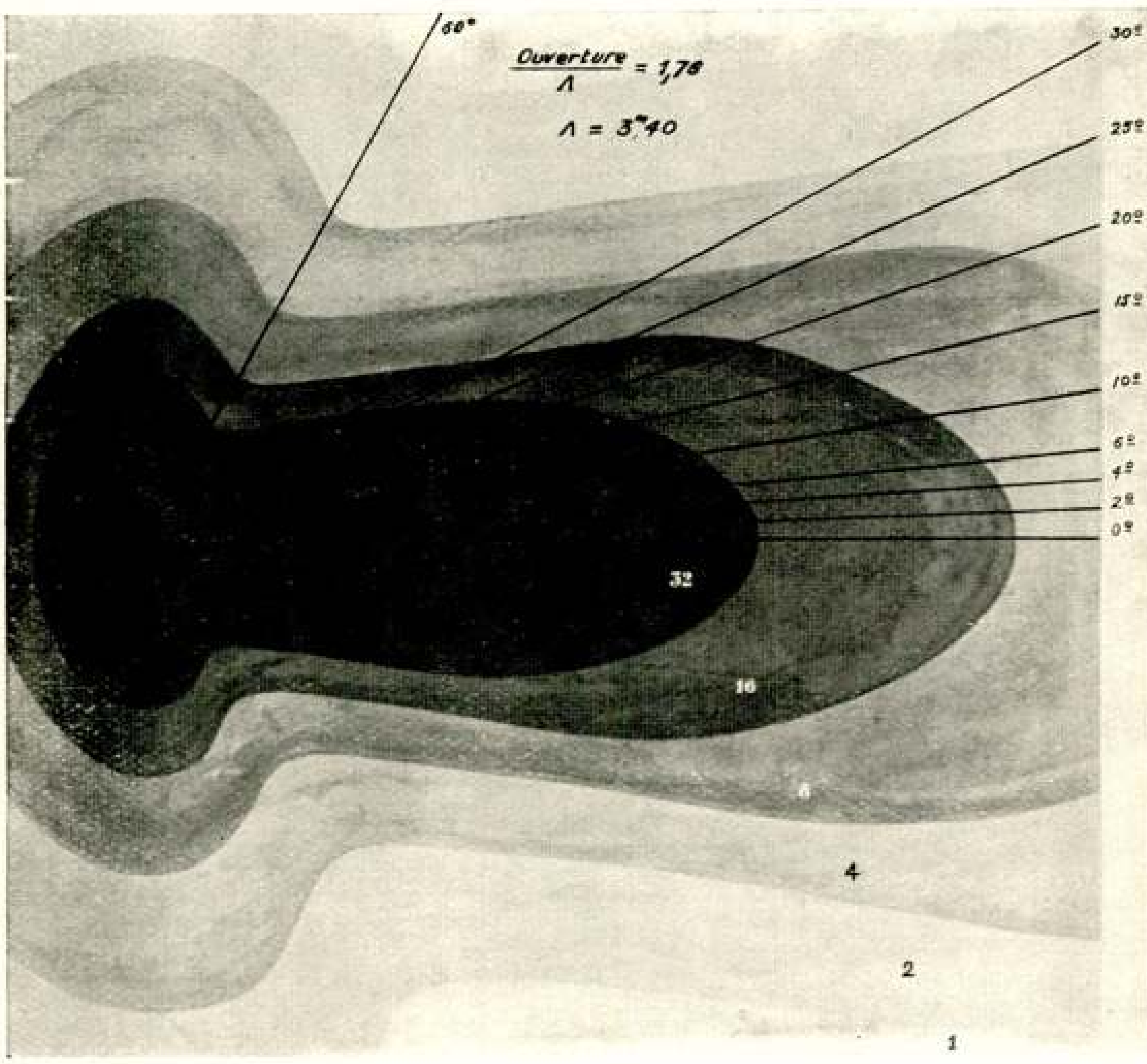
[2]) Projector of the sharpest beam of Electric Waves. Yagi, H et Uda, S.... Proc. Imp. Academy, t 2, 1926, no. 2.



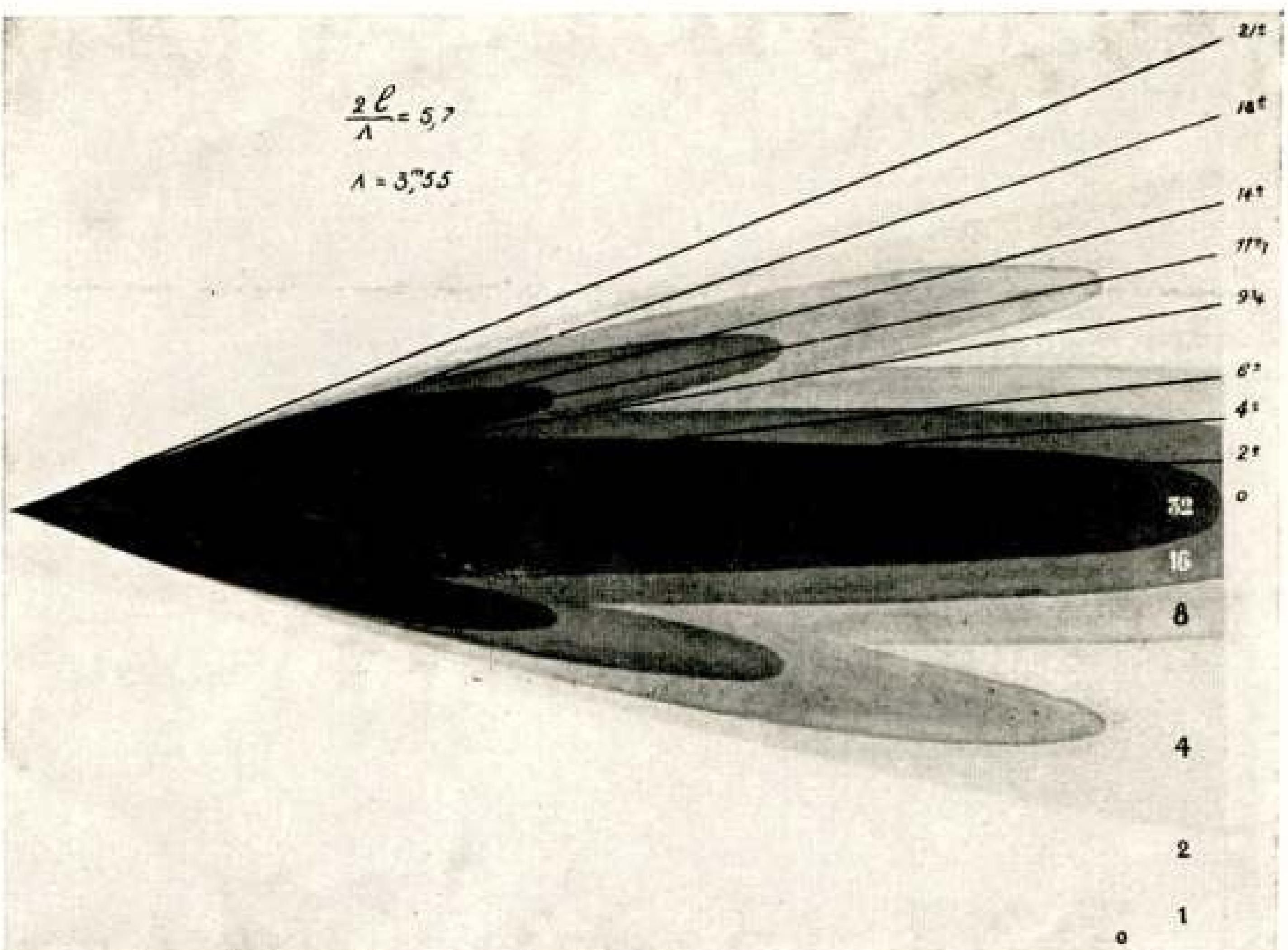
Figuur 9. Installatie van een dubbel scherm. De voeding is in het midden van het scherm, voor. De antennedraad is onzichtbaar, maar men ziet de haar ondersteunende isolatoren.



Figuur 10. Het meten van de uitgestraalde energie. De kist bevat een thermo-element, in de antenne geschakeld, en een galvanometer.

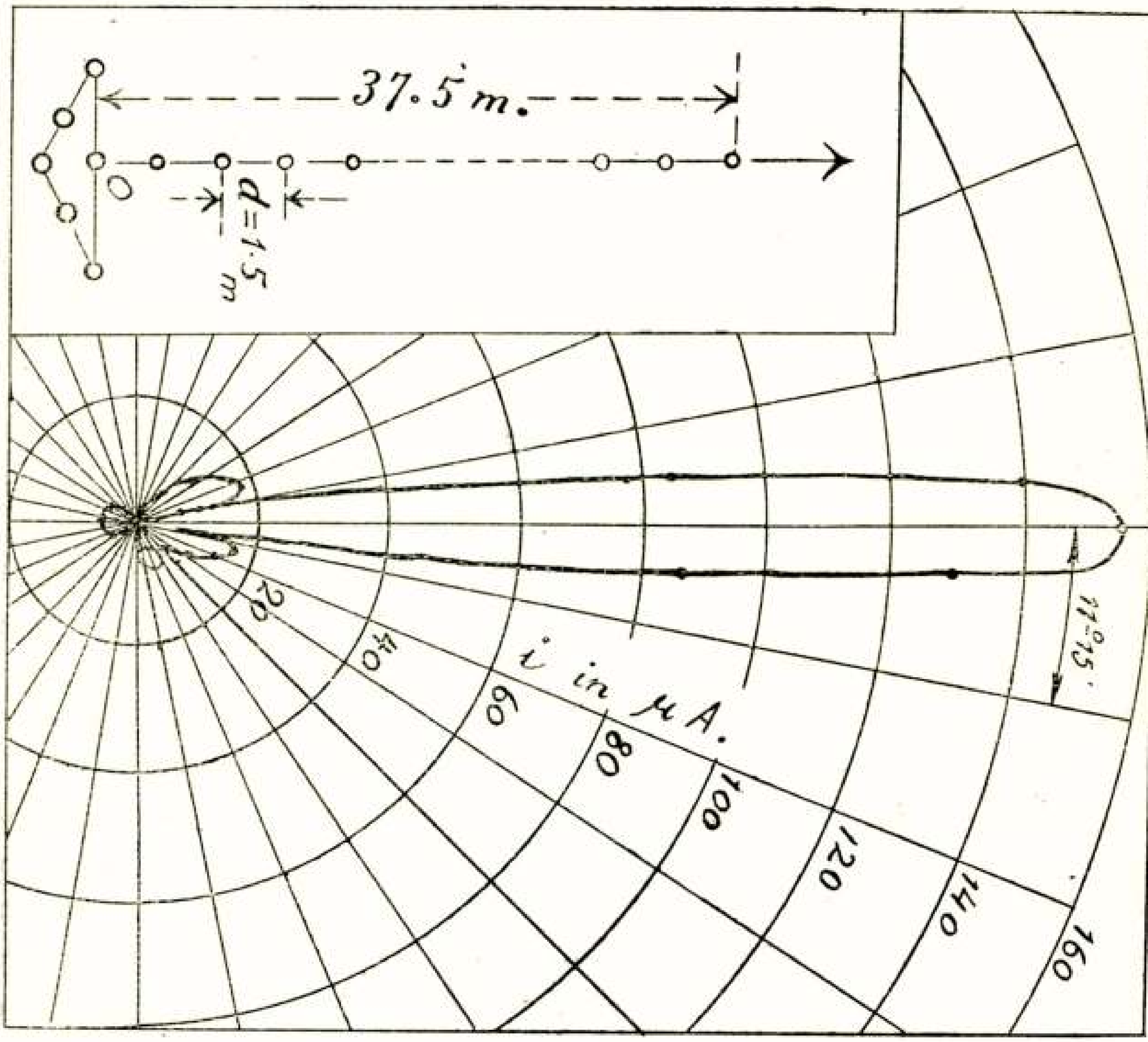


Figuur 16. Straling van een parabolischen spiegel. Streeken in de ruimte waar de uitgestraalde energie grooter is dan de ingeschreven getallen. De figuur heeft betrekking op het diagram van figuur 13.



Figuur 17. Straling van een zigzagscherm. Streeken in de ruimte waar de uitgestraalde energie grooter is dan de ingeschreven getallen. De figuur heeft betrekking op het diagram van figuur 6.

Over het algemeen teekent men de energie-diagrammen en niet de veldsterkte-diagrammen; dit zou logisch zijn indien men altijd ontving met een sterkte evenredig met de energie welke de antenne opvangt; maar, zooals ik boven reeds heb opgemerkt, is dat niet meer het geval bij korte golven; tengevolge van het type der gebruikte ontvangtoestellen. Het wil mij voorkomen dat men zich beter rekenschap kan geven van de werkelijkheid als men in beeld brengt de punten waar de ontvangen energie dezelfde is, vooral als men een serie van zulke punten weergeeft, overeenkomende



Figuur 15. Energiediagram, verkregen door YAGI en UDA. Alleen de antenne o is direct gevoed. $\frac{2l}{\lambda} = 8.88.$

met energieën welke in een bepaalde verhouding varieeren. Dat heb ik in de figuren 16 en 17 gedaan, waarin de verschillende tinten zônes voorstellen waarin de energie telkens in de verhouding 1 : 2 daalt. Wanneer men deze figuren vergelijkt met de diagrammen van de figuren 13 en 6, die er mede overeenkomen, dan ziet men de inferioriteit van de straling met behulp van een spiegel tegenover die met behulp van een scherm, en

hoe het verschil in de eerste diagrammen in geringere mate bemerkbaar is.

De figuren 16 en 17 stellen nog in staat zich rekenschap te geven van de verandering der ontvangen energie als men den stralenbundel doorschrijdt, hetzij men een weg volgt, loodrecht op de as van een stilstaanden bundel, hetzij men een draaiende stralenbundel aan zich voorbij laat gaan.

Opgemerkt wordt hier nog dat, waar de energie, die men op verschillende punten ontvangt, met het kwadraat van de afstand afneemt, de vorengenoemde zônes niets anders zijn dan de diagrammen van de veldsterkten.

* * *

Ik wil eindigen met de opmerking dat, ofschoon bij de proefnemingen met schermen, en de toepassingen van deze schermen, meestal gebruik gemaakt werd van zeer korte golven, er geen enkelen reden is golven van eenige tientallen meters lengte te gaan gebruiken.

De afmetingen zijn in het geheel geen bezwaar, vooral als men denkt aan de monumentale grootte van de antennen welke, zooals ik straks reeds opmerkte, gebruikt worden voor groote golven. Het gemak waarmede men de zigzagschermen met energie voedt moet het mogelijk maken meer en meer van smalle stralenbundels gebruik te gaan maken; de souplesse der constructie maakt het mogelijk stralingen te verkrijgen welke op korte afstanden over zeer wijde hoeken practisch nul zijn; het zou loonend zijn te onderzoeken of de richtwerking op groote afstand blijft bestaan onder deze gunstige voorwaarden. Er is geen enkele reden om aan te nemen dat een stralenbundel onderweg diffuus wordt in die mate dat ver weg alle richteffect zou verdwijnen, en ik geloof dat de tot nu toe in dit opzicht verkregen resultaten er op wijzen dat met de gebruikte systemen nog een zeer goed merkbare straling bestaat in de minst begunstigde richtingen.

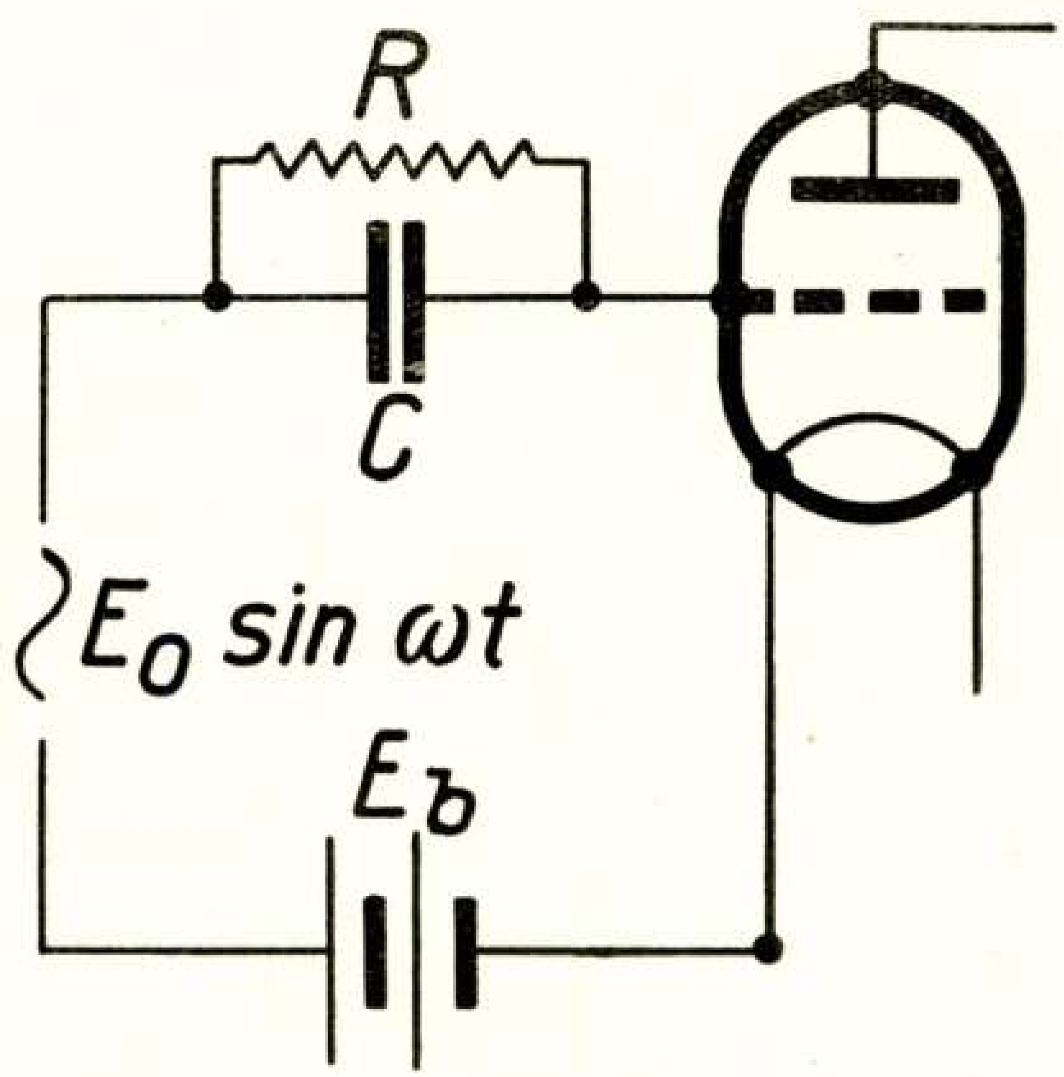
Mijn conclusie tenslotte met betrekking tot de draaiende baken is, dat deze moeten bestaan uit een eenzijdig gericht systeem van slechts twee groepen van twee antennen. Op die wijze kan men de scherpste stralenbundels krijgen, met eenvoudige middelen en constructies.

ROOSTERDETECTIE

DOOR

Y. B. F. J. GROENEVELD, BALTH. VAN DER POL en K. POSTHUMUS

Zooals bekend zijn de functies van een detector-triode vaak drieërlei, t. w.: hoogfrequentversterking (door weerstandsreductie), detectie en laagfrequentversterking. In de volgende beschouwingen zullen wij ons echter uitsluitend met de detectie zelve bezig houden.



Figuur 1

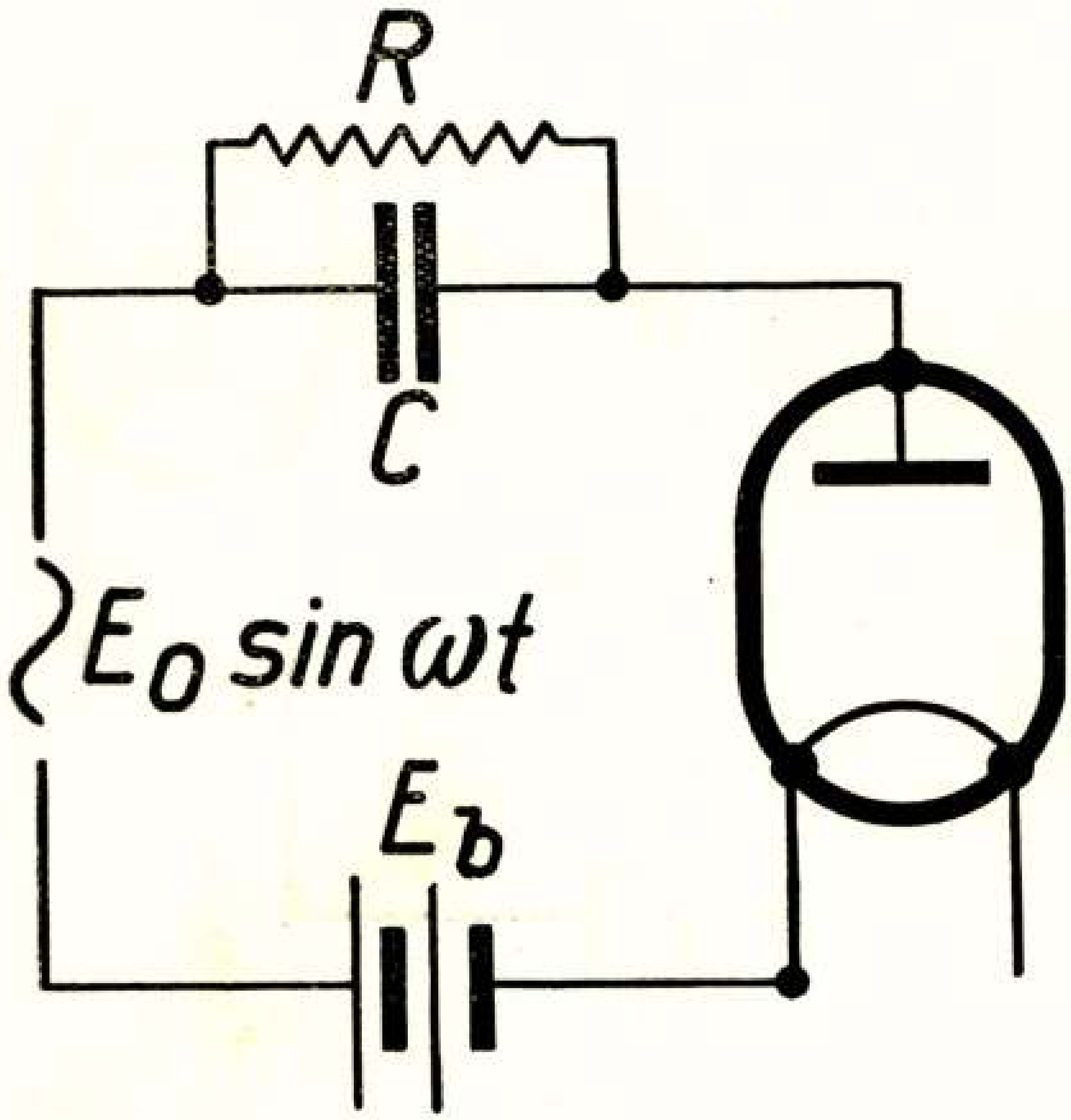
Fig. 1 geeft een gebruikelijke schakeling weer, waarin C de roostercondensator met lekweerstand R, en E_b de roostervoorspanning voorstelt, terwijl in de roosterketen een hoogfrequente *e. m. k.* $E_0 \sin \omega t$ werkt. In het verder beschreven onderzoek bepalen wij ons voorloopig tot de detectie van een ongemoduleerd signaal. Onder invloed van dit signaal zal de gemiddelde potentiaal van het rooster t.o.v. den gloeidraad veranderen. Deze potentiaal verandering (de detectie) wordt uitsluitend beheerscht door de

constanten van de roosterkring en het verloop van de roosterstroom i_g als functie van de roosterspanning V_g. De anodespanning V_a doet dus alleen in zooverre ter zake als de roosterkarakteristiek hiervan afhankelijk is. Uit metingen is gebleken dat deze afhankelijkheid onder normale omstandigheden bij voldoende benadering kan worden verwaarloosd, d. w. z. dat

$$\frac{\partial i_g}{\partial V_a} = o$$

kan gesteld worden. De wisselwerking tusschen anode en rooster (*g* en *S*) kan verder buiten beschouwing blijven, omdat wij ons uitsluitend tot de detectie bepalen. Voor de aanpassing van de detectortriode bijvoorbeeld aan de daarop volgende transformator zijn evenwel de *g* en *S* van belang.

Het schakelschema van fig. 1 wordt nu aequivalent met dat van fig. 2, waardoor wij op het gewone gelijkrichterprobleem zijn

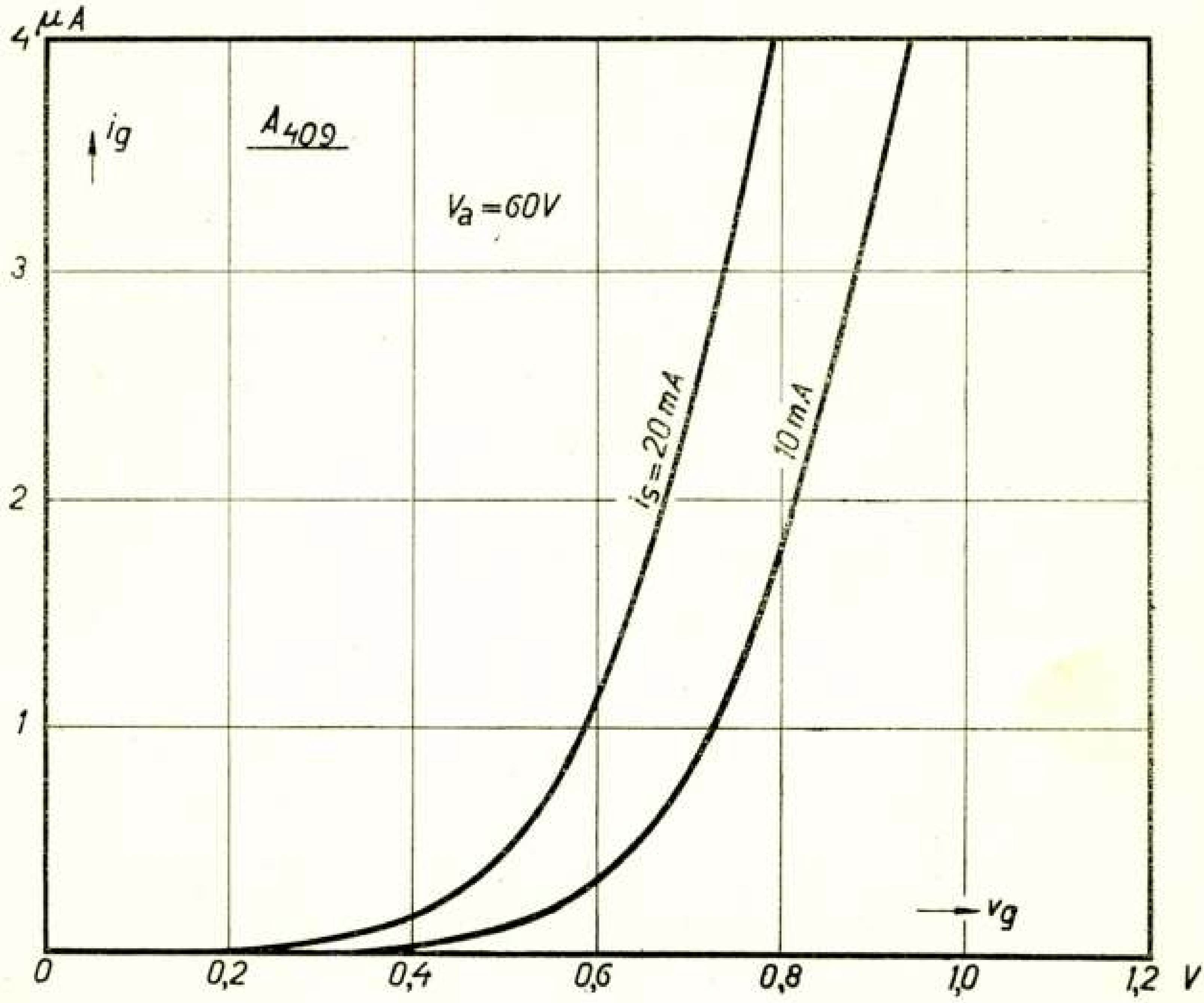


Figuur 2

teruggekomen. Hier toch stelt bijv. $E_o \sin \omega t$ de secundaire spanning van een transformator voor. Deze wisselspanning wordt gelijkgericht door de diode, terwijl *R* de verbruiksweerstand voorstelt, welke geshunt is door een afvlakcondensator *C*.

Terugkeerend tot fig. 1 blijkt het derhalve dat de roosterdetectie geheel bepaald wordt door de $i_g - V_g$ karakteristiek welke wij thans nader beschouwen.

In fig. 3 is voorgesteld het verloop van de functie $i_g = f(V_g)$ voor een A 409 triode met $V_a = 60$ Volt, en wel eenmaal ingesteld op een verzadigingsstroom $i_s = 20$ mA en éénmaal op $i_s = 10$ mA. Duidelijk blijkt uit deze krommen dat een verandering van de verzadigingsstroom de kromme parallel doet verschuiven, wat te danken is aan de verlenging van het warme gedeelte van den gloeidraad dat emitteert.



Figuur 3

Deze i_g, V_g krommen worden analytisch het best weergegeven door de formule:

$$i_g = i_{go}\, e^{\frac{V_g - V_{go}}{V_T}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Hierin zijn i_{go} en V_{go} constanten, die van elkaar afhankelijk zijn, terwijl V_T de spanningstoename is, die vereischt wordt om de stroom met e te vermenigvuldigen.

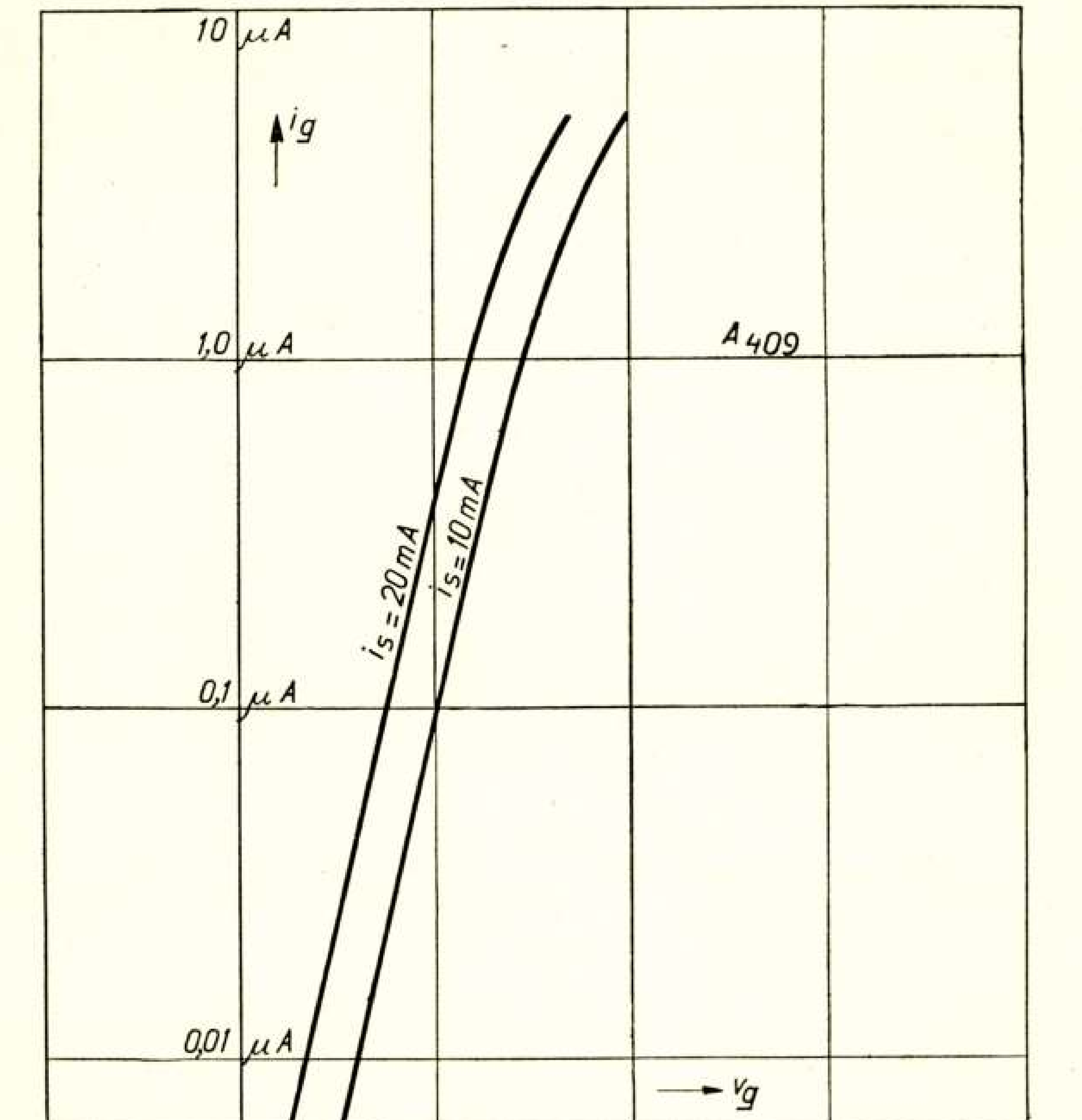
In fig. 4 zijn de krommen van fig. 3 logarithmisch uitgezet. Wij zien dat tot een zekere waarde van den roosterstroom deze lijnen recht zijn, zoodat in dit gebied vergelijking (1) nauwkeurig geldt.

In fig. 5 is rechts voor een E triode (Wolfraam) logarithmisch uitgezet $i_g = f(V_g)$ bij verschillende anodespanningen, waaruit blijkt,

dat voor V_a van o tot + 200 Volt de roosterstroom in eerste benadering onafhankelijk van de anodespanning is,

$$\left(\text{dus: } \frac{\partial i_g}{\partial V_a} = o\right)$$

De hellingen van de rechte stukken van deze lijnen zijn blijk-



Figuur 4

baar ongeveer gelijk aan die van de links geteekende diode-karakteristiek (anode met rooster verbonden):

$$i_a + i_g = f(V_a = V_g).$$

Voor deze diode-karakteristiek geldt theoretisch in het (logarithmisch) rechte deel:

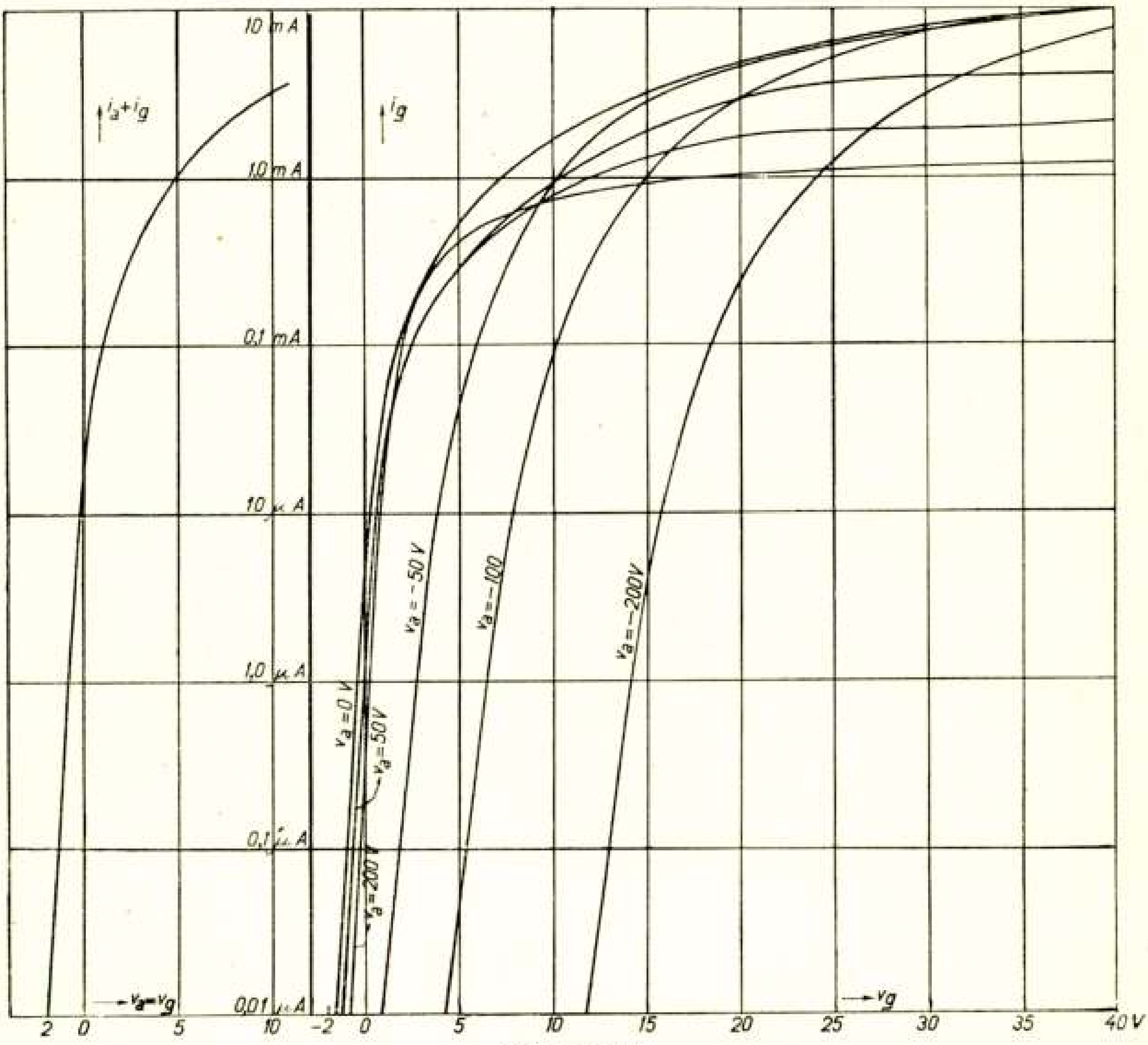
a, voor het platte geval:

$$i = i_s \, e^{-\frac{Ve}{kT}} = i_s \, e^{-\frac{V}{V_T}}$$

b, voor het cylindrische geval:

$$i = i_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Ve}{kT}} \, e^{-\frac{Ve}{kT}} = i_s \, . \, 2 \sqrt{\frac{V}{\pi V_T}} \, e^{-\frac{V}{V_T}} \text{ [1]}$$

waarin k = Boltzmann constante
T = abs. temperatuur
e = lading elektron.



Figuur 5

De boven reeds ingevoerde spanning V_T noemen wij de *temperatuurspanning* en deze is dus gegeven door

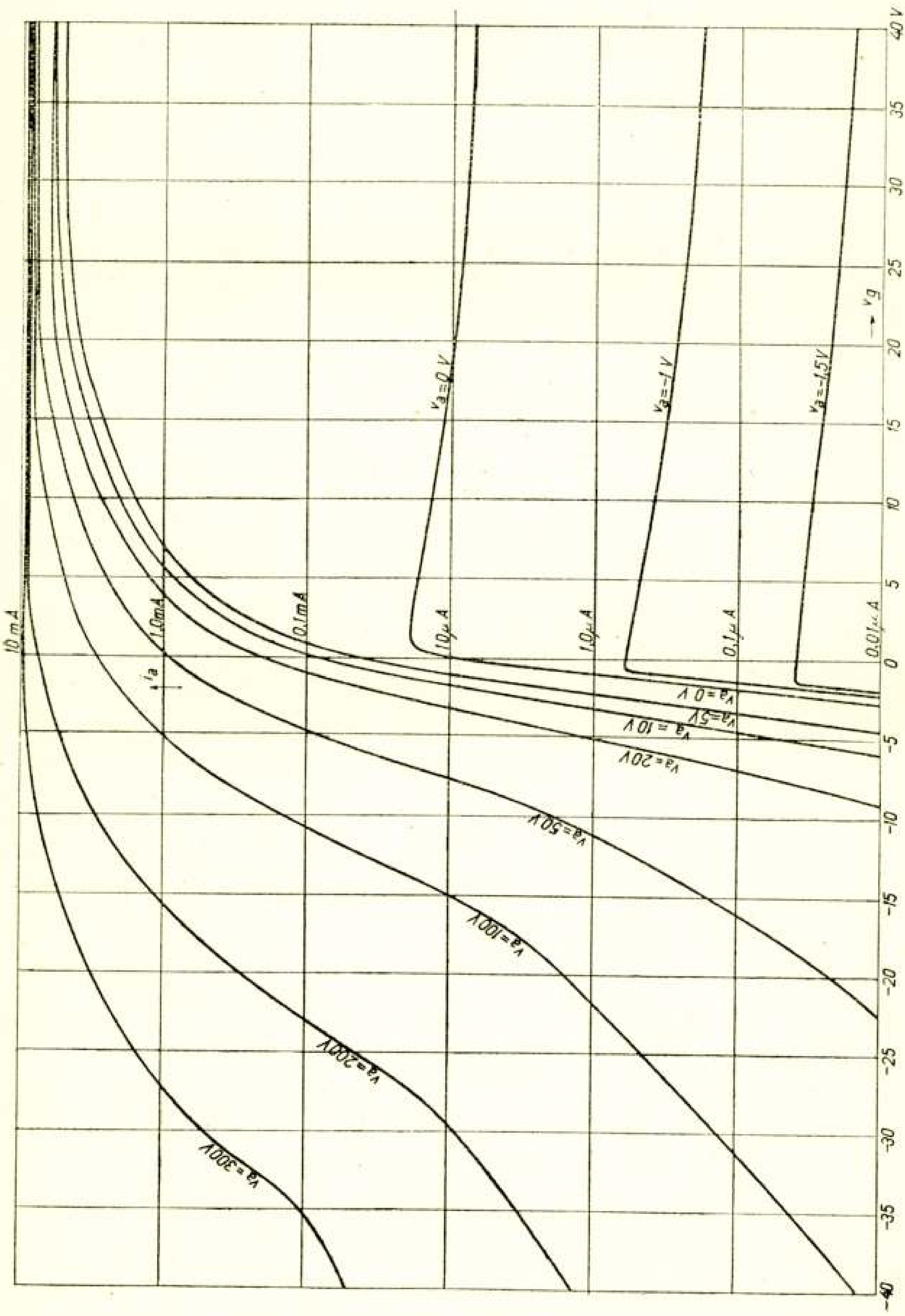
$$V_T = \frac{kT}{e}$$

(Hieruit volgt dat 86 Volt overeenkomt met 10^6 graden Kelvin).
Uit de metingen blijkt ons dat de helling van het logarithmisch rechte deel van de roosterstroomkarakteristiek inderdaad bepaald

[1] Schottky, Ann. der Phys. 44, 1011 (1914).

wordt (evenals de diode karakteristiek) door de *temperatuurspanning* en dus slechts door de temperatuur van den gloeidraad.

Terugkomende op de krommen van fig. 4, zien wij dat de



Figuur 6

exponent voor de beide roosterstroomkarakteristieken bij $i_s = 10$ en 20 mA ongeveer dezelfde is, de absolute temperatuur van den gloeidraad is dan ook niet zeer verschillend.

Door de verandering van de effectieve gloeidraadlengte verandert echter V_{go} en schuiven de krommen dus parallel op.

Figuur 6 geeft nog logarithmisch uitgezet, bij verschillende anodespanningen, het verloop van den anodestroom als functie van de roosterspanning voor een E-triode. Ook hier komt de temperatuurexponent voor in het gebied der kleine anodespanningen.

Het beschreven experimenteele verloop der stroomen is een gevolg van de Maxwellsche snelheidsverdeeling (zie b.v. P. S. Epstein, Zur Theorie der Raumladungserscheinungen Verh. der Deutschen Phys. Gesellschaft 1919, pag. 85).

Invloed van kontaktpotentiaal en spanningsverval langs den gloeidraad

De kontaktpotentiaal is gelijkwaardig met een batterij van overeenkomstige spanning in serie met het rooster geschakeld. Hebben wij dus de roosterspanning V_g kontaktpotentiaal V_k dan is

$$i_g = i_{go}\, e^{\frac{V_g - V_k - V_{go}}{V_T}} \quad \text{of} \quad i_{go}\, e^{-\frac{V_k}{V_T}}\, e^{\frac{V_g - V_{go}}{V_T}}$$

Verandert derhalve de kontaktpotentiaal, dan kunnen wij dezelfde formule gebruiken, mits wij $i_{go}' = i_{go}\, e^{-\frac{V_k}{V_T}}$ maken.

De bovenstaande formules gelden voor een aequipotentiaalkathode, waar wij van een bepaalde V_g kunnen spreken. Is nu een spanningsverval langs den gloeidraad aanwezig, dan wordt voor alle deeltjes van den gloeidraad de spanning ten opzichte van het rooster verschillend.

Stel de spanning tusschen rooster en het deeltje dx van den gloeidraad $V_o + f(x)$ dan is van dit deeltje de bijdrage tot de roosterstroom

$$a\, e^{\frac{V_o + f(x) - V_{go}}{V^T}}\, dx$$

De totale stroom wordt nu

$$a\, e^{\frac{V_o - V_{go}}{V_T}} \int_0^l e^{\frac{f(x)}{V_T}}\, dx$$

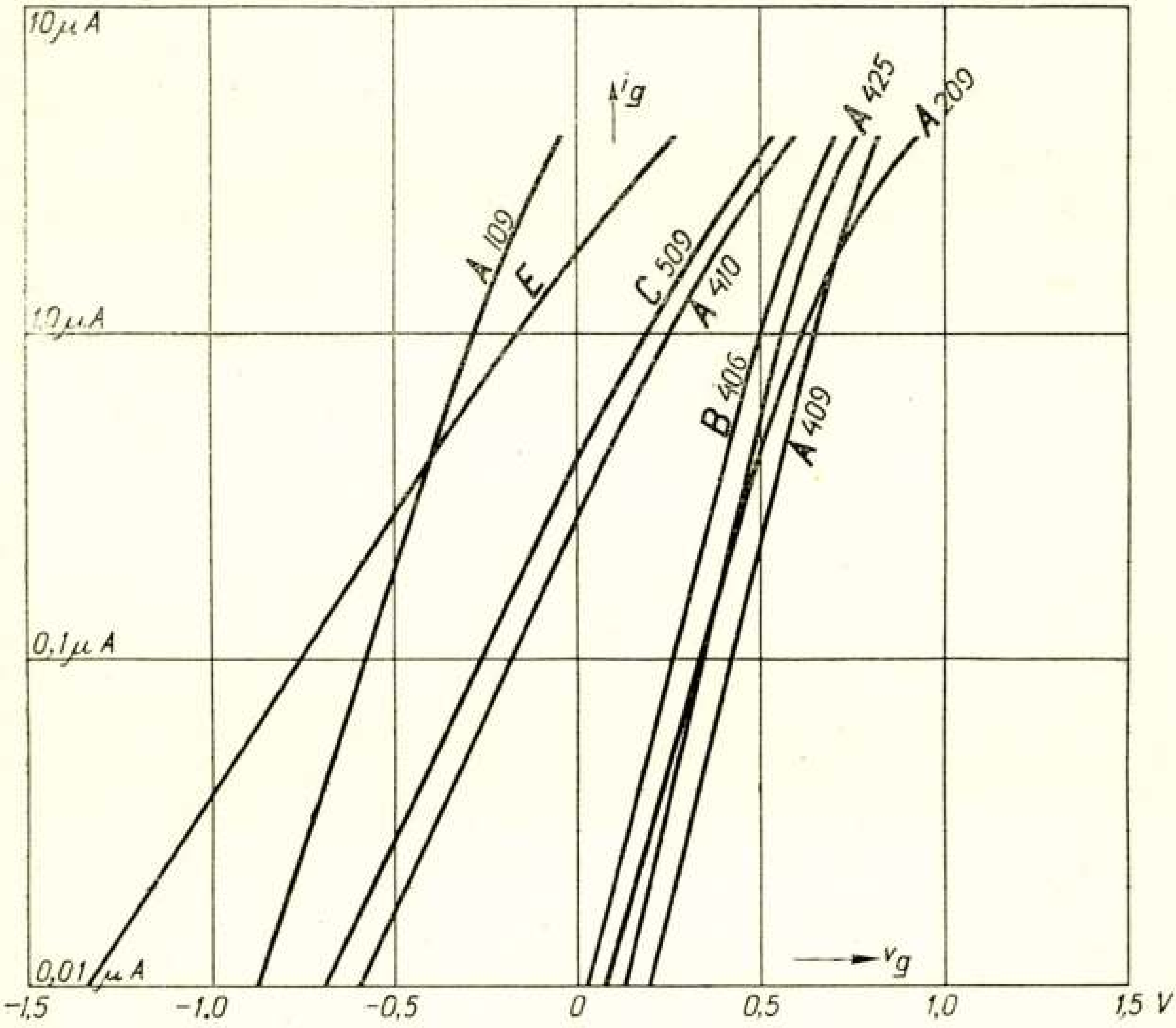
Noemen wij $\int_0^l e^{\frac{f(x)}{V_T}}\, dx = A$, dan is de totaalstroom

$$i = a\, A\, e^{\frac{V_o - V_{go}}{V_T}} = i_o\, e^{\frac{V_o - V_{go}}{V_T}},$$

zoodat ook het spanningsverval langs den gloeidraad alleen invloed op i_{go} heeft, en niet op de helling van de logarithmische kromme.

Wanneer de kontaktpotentiaal niet nauwkeurig bekend is, kunnen wij i_{go} resp. V_{go} willekeurig kiezen. Uit een praktisch oogpnnt zou men kunnen nemen $i_{go} = 0{,}1\ \mu A$. V_{go} is dan de roosterspanning, waarbij de stroom 0,1 μA is.

Van verschillende typen trioden zijn de roosterstroomkarakteristieken bij $V_a = 60$ Volt logarithmisch uitgezet in fig. 7.



Figuur 7

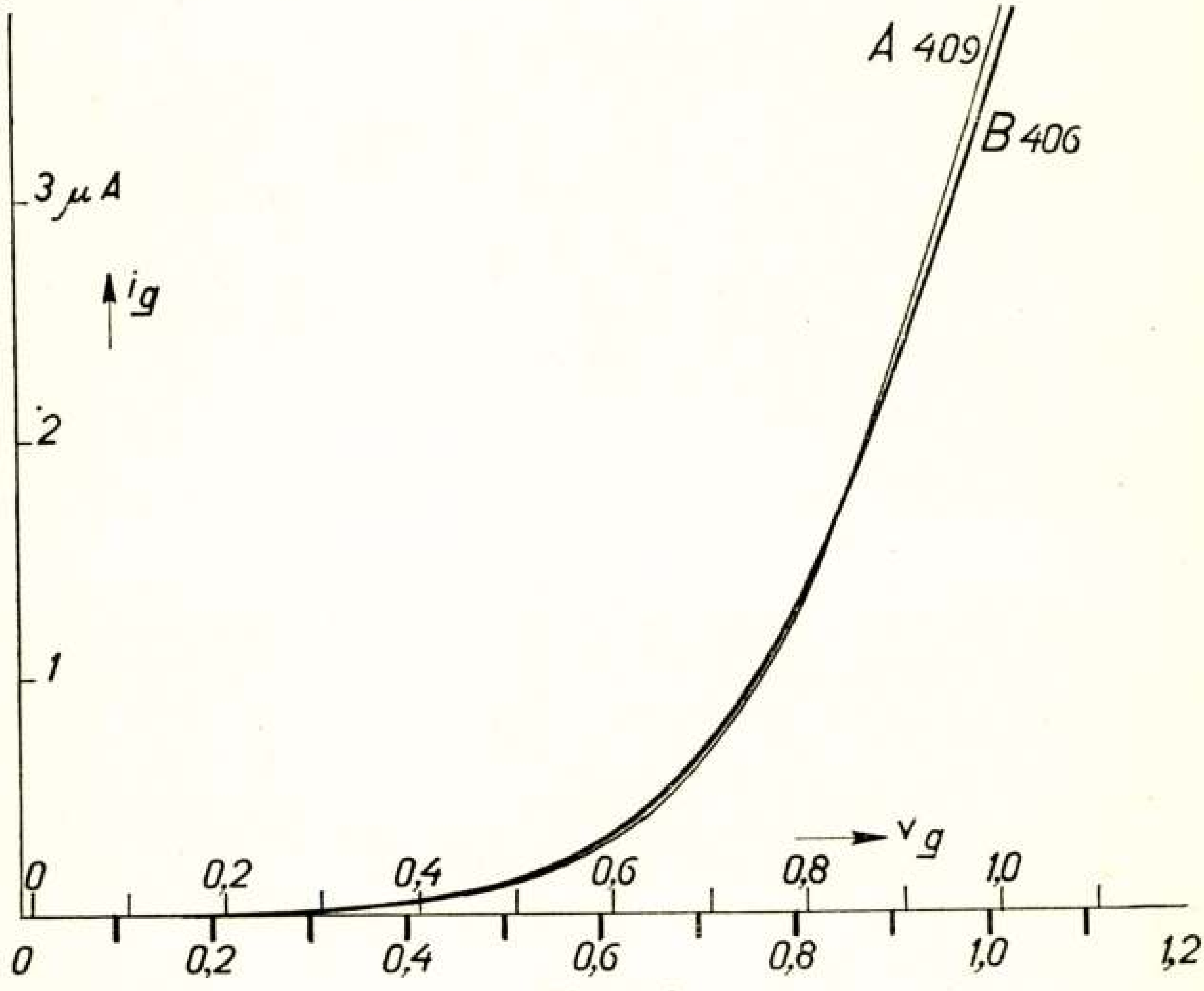
Uit deze figuur volgt:

A 409	$V_T = 0{,}1$ Volt	$V_{go} = 0{,}42$ Volt	Oxyddraden 0,1 Volt = 1160° K	
A 209	$V_T = 0{,}11$ Volt	$V_{go} = 0{,}33$ Volt		
A 109	$V_T = 0{,}125$ Volt	$V_{go} = -0{,}58$ Volt		
A 425	$V_T = 0{,}095$ Volt	$V_{go} = 0{,}33$ Volt		
B 406	$V_T = 0{,}1$ Volt	$V_{go} = 0{,}26$ Volt		
C 509	$V_T = 0{,}18$ Volt	$V_{go} = -0{,}27$ Volt	Thorium 0.18 Volt = 2090° K	
A 410	$V_T = 0{,}175$ Volt	$V_{go} = -0{,}18$ Volt		
E	$V_T = 0{,}25$ Volt	$V_{go} = -0{,}77$ Volt	Wolfraam 0.25 Volt = 2900° K	

Wij zien dat voor oxyddraden V_T om de 0,1 Volt schommelt. Voor Thorium is V_T gem. 0,18 Volt en voor Wolfraam gem.

0,25 Volt. De hieruit bepaalde temperaturen (86 V = 10^6 ° K) verschillen hoogstens 10% van de langs andere weg afgeleide temperatuur. Terwijl de kontaktpotentiaal bij verschillende trioden van hetzelfde type iets kan uiteenloopen is de temperatuurspanning V_T echter voor alle exemplaren van hetzelfde type zeer konstant.

Dat de roosterstroomkarakteristieken van twee tot dezelfde groep behoorende trioden volkomen tot dekking gebracht kunnen worden, laten de metingen van fig. 8 zien, waarop die van een A 409 en een B 406 geteekend zijn.



Figuur 8

Na aldus de roosterkarakteristieken bezien te hebben, gaan wij thans over tot een berekening van de gelijkrichter-werking.

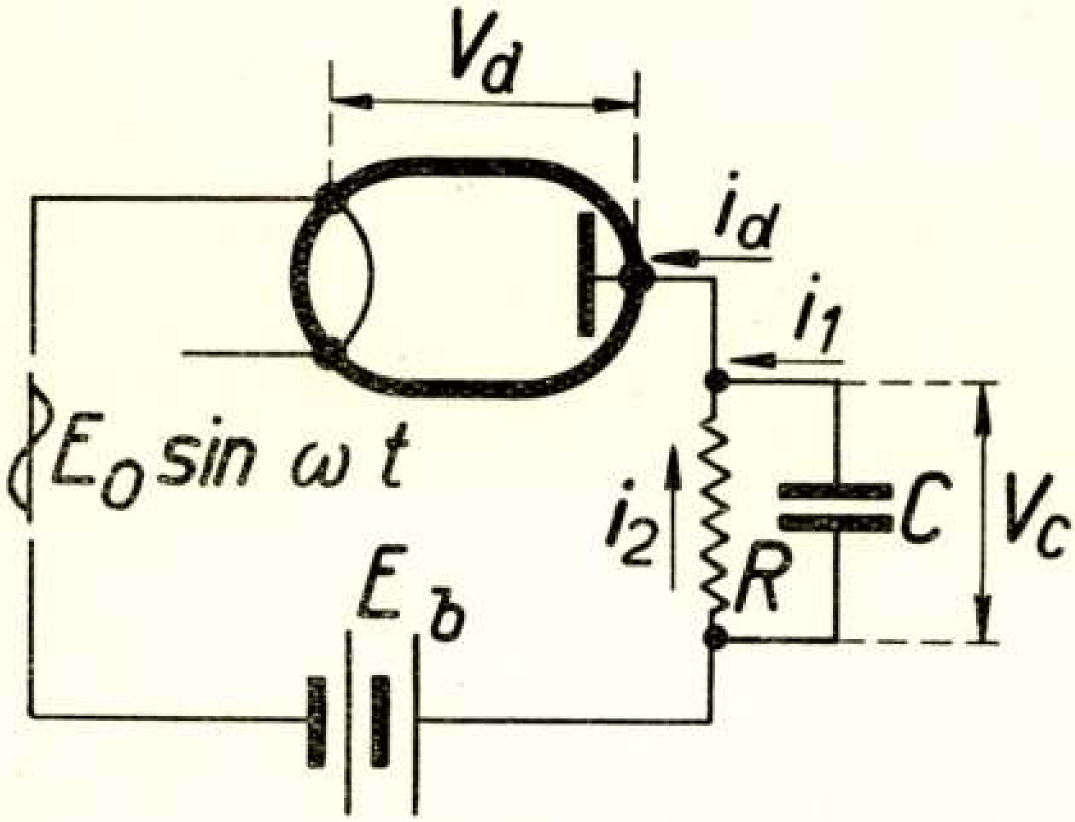
In fig. 9 is het schema van fig. 2 nog eens geteekend. Wij definieeren daarin:

V_d is de spanning over de diode, i_d de stroom erdoor. V_c is de spanning aan den condensator, i_2 de stroom door de weerstand en i_1 de stroom door den condensator. Hiervoor gelden nu de volgende vergelijkingen:

$$i_2 = \frac{V_c}{R}, \quad i_1 = C\,\frac{d\,V_c}{dt}, \quad V_d = E_b + E_o \sin \omega t - V_c,$$

en $i_1 + i_2 = i_d = \varphi(V_d)$ de roosterstroom-roosterspanning-karakteristiek. Door eliminatie volgt hieruit

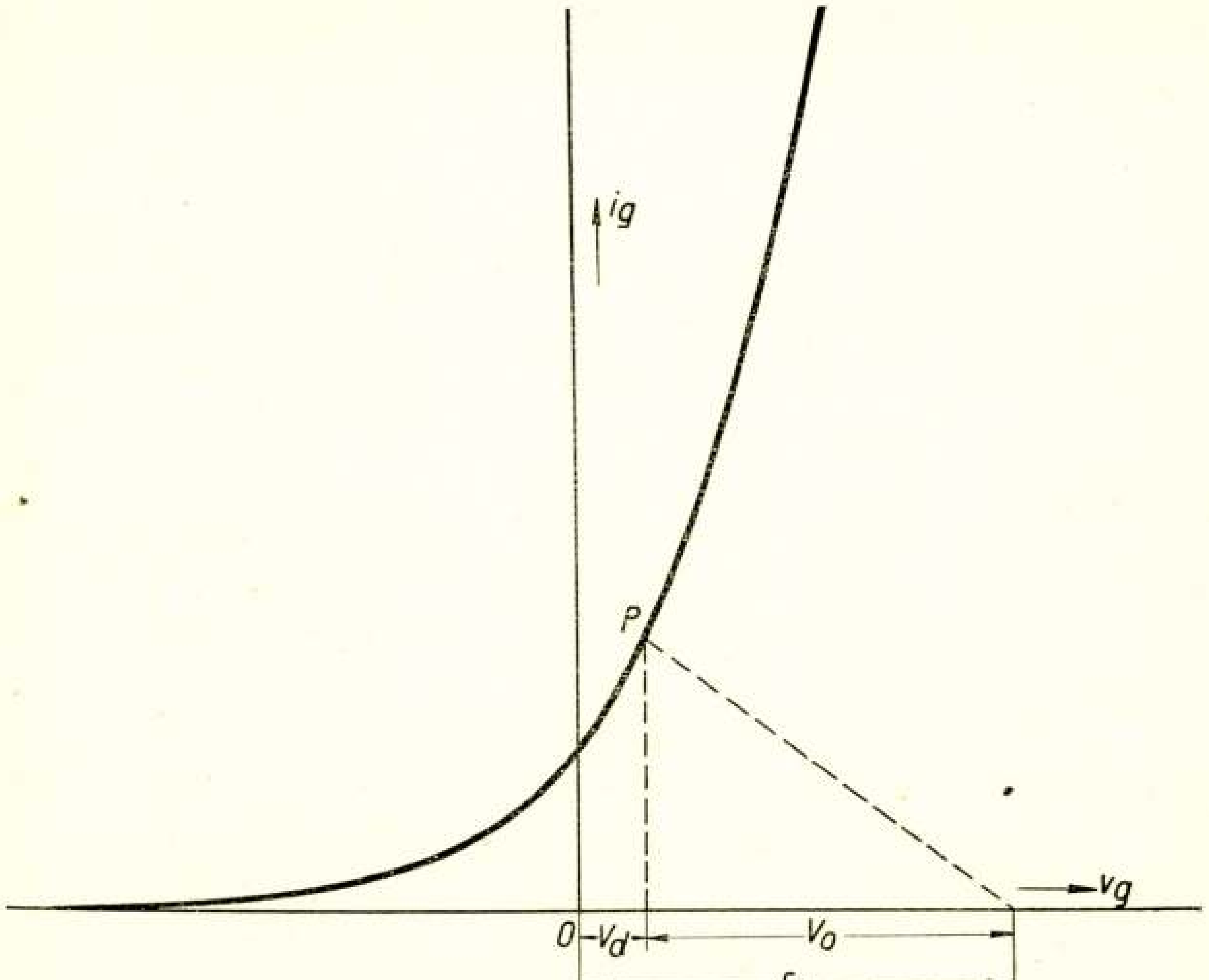
$$C \frac{dV_c}{dt} + \frac{V_c}{R} = \varphi\,(E_b + E_o \sin \omega t - V_c). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$



Figuur 9

Om deze differentiaal-vergelijking op te lossen stellen wij

$$V_c = V_1 + V_2.$$



Figuur 9*a*

waarin V_1 het gelijkspanningsgedeelte voorstelt en V_2 het wisselspanningsgedeelte, d. w. z. $\frac{d\overline{V_1}}{dt} = o$ en $\overline{V_2} = o$.

De vergelijking gaat dan over in:

$$C\dot{V}_2 + \frac{V_1 + V_2}{R} = \varphi(E_o \sin\omega t + E_b - V_1 - V_2) \quad . \quad . \quad (2)$$

Bij voldoend groote waarde van de cap. C kunnen wij stellen:

1°. $\frac{V_2}{R} << C\dot{V}_2$ D. w. z. de wisselstroom door den roosterlek is klein t.o.v. dien door den condensator.

2°. $V_2 << E_o$. D. w. z. de wisselspanning op den condensator is klein t.o.v. die op het rooster.

Er blijft nu over:

$$C\dot{V}_2 + \frac{V_1}{R} = \varphi(E_o \sin\omega t + E_b - V_1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Integreer (3) over een komplete periode. $C\dot{V}_2$ is gemiddeld gelijk nul.

Dus resteert:

$$\frac{V_1}{R} = \overline{\varphi(E_o \sin\omega t + E_b - V_1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Noemen wij de spanning over den condensator bij signaal = o ($E_o = o$), V_o, dan is $V_1 = V_o + \triangle V$ waarin $\triangle V$ de detectie voorstelt. Zie ook fig. 9a.

Wij krijgen dan:

$$\frac{V_o + \triangle V}{R} = \overline{\varphi(E_o \sin\omega t + E_b - V_o - \triangle V)} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$\text{en } \frac{V_o}{R} = \varphi(E_b - V_o) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Ontwikkelen wij (5) volgens Taylor:

$$\frac{V_o + \triangle V}{R} = \varphi(E_b - V_o) + \overline{\frac{E_o \sin\omega t - \triangle V}{1!}\varphi'(E_b - V_o) +}$$

$$+ \overline{\frac{(E_o \sin\omega t - \triangle V)^2}{2!}\varphi''(E_b - V_o)} + \text{enz.}$$

of

$$\frac{V_o + \triangle V}{R} = \varphi(E_b - V_o) - \frac{\triangle V}{1!}\varphi'(E_b - V_o) +$$

$$+ \left(\frac{E_o^2}{2 . 2!} + \frac{(\triangle V)^2}{2!}\right)\varphi''(E_b - V_o) + \text{enz.}$$

In deze afleiding hebben wij ons beperkt tot de tweede afgeleide, verwaarloozen wij verder $(\triangle V)^2$ naast E_o^2 dan verkrijgt men

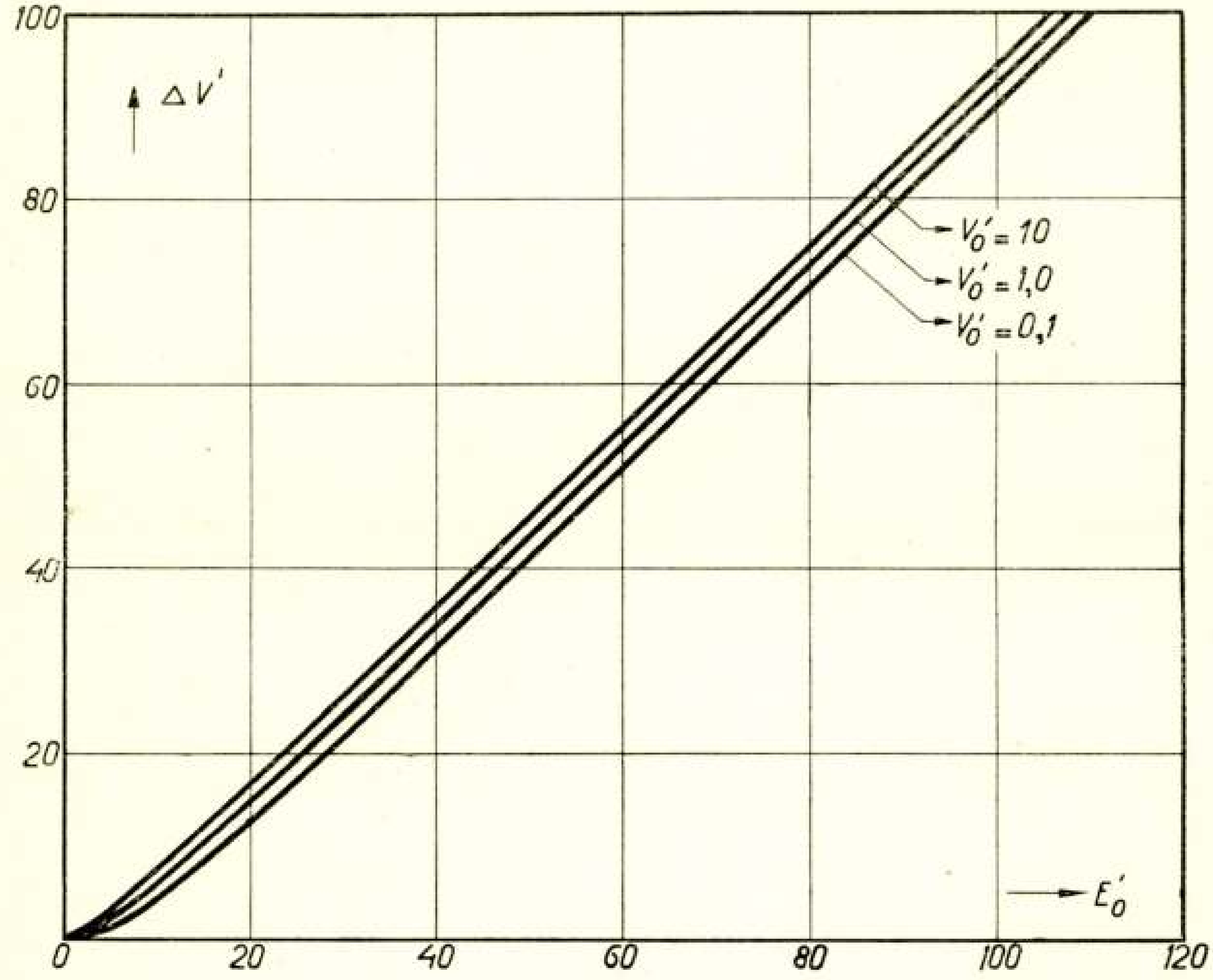
$$\frac{V_o + \triangle V}{R} = \varphi\,(E_b - V_o) - \triangle V \,.\, \varphi'\,(E_b - V_o) + \frac{E_o^2}{4}\,\varphi''\,(E_b - V_o)$$

Hiervan (6) afgetrokken geeft:

$$\frac{\triangle V}{R} = - \triangle V\,\varphi'\,(E_b - V_o) + \frac{E_o^2}{4}\,\varphi''\,(E_b - V_o)$$

zoodat

$$\triangle V = \frac{E_o^2}{4} \cdot \frac{\varphi''\,(E_b - V_o)}{\frac{1}{R} + \varphi'\,(E_b - V_o)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$



Figuur 10

Daar $i_d = \varphi\,(V_d)$ was, kunnen wij dus ook schrijven:

$$\triangle V = \frac{E_o^2}{4} \cdot \frac{\dfrac{d^2\,i_d}{d\,V_d^2}}{\dfrac{1}{R} + \dfrac{d\,i_d}{d\,V_d}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7a)$$

Deze formule, die, zooals gezegd, voor kleine signalen geldt, kan niet voor groote signalen worden toegepast. Om ook voor groote signalen een betrekking af te leiden, keeren wij nog eens terug tot vergelijking (1).

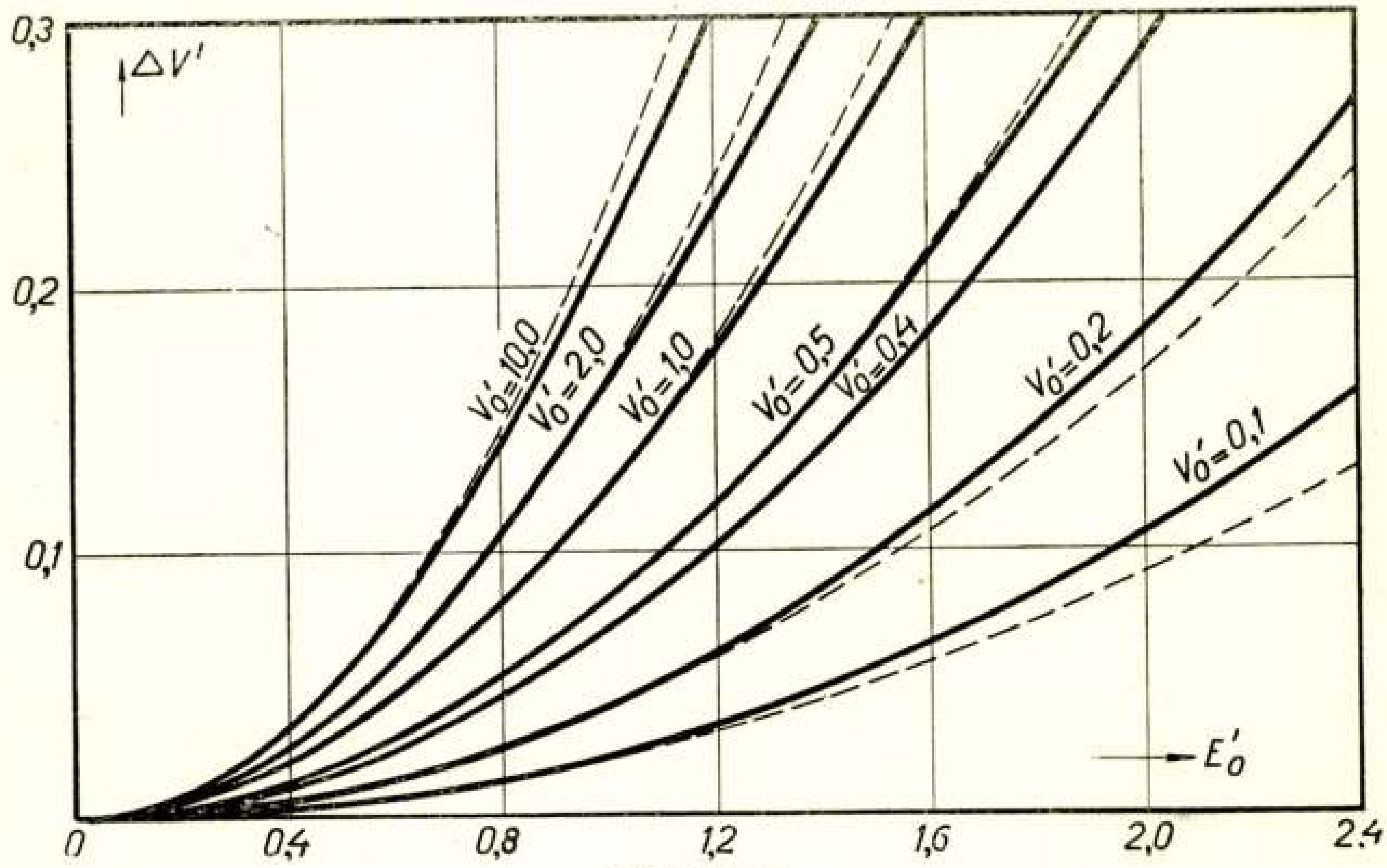
$$C\dot{V}_c + \frac{I}{R} \cdot V_c = \varphi\,(E_b + E_o \sin \omega t - V_c) \quad . \; . \; . \; . \; (1)$$

Uit de in den beginne beschreven metingen volgt, dat de roosterkarakteristiek voorgesteld kan worden door:

$$i_d = \varphi\,(V_d) = i_o\, e^{\frac{V_d}{V_T}}.$$

(Hierin is i_o de stroom bij $V_d = o$, terwijl V_T wederom de temperatuurspanning is); deze uitdrukking is gesubstitueerd in (1):

$$C\,\dot{V}_c + \frac{I}{R}\,V_c = i_o\, e^{\frac{E_b - V_c}{V_T}} .\, e^{\frac{E_o \sin \omega t}{V_T}} \quad . \; . \; . \; . \; (8)$$



Figuur 11

Wij drukken nu alle spanningen uit in de eenheid V_T, (de temperatuurspanning) en noemen dan:

$$\frac{V_c}{V_T} = V', \; \frac{E_b}{V_T} = E'_b, \; \frac{E_o}{V_T} = E_o',$$

dan wordt (8):

$$C\,\frac{dV'}{dt} + \frac{V'}{R} = \frac{i_o}{V_T}\, e^{(E_b' - V')} .\, e^{E_o' \sin \omega t} \quad . \; . \; . \; . \; (9)$$

Bij signaal nul ($E_o' = o$) wordt $V' = V_o'$, zoodat dus geldt:

$$\frac{V_o'}{R} = \frac{i_o}{V_T}\, e^{(E_b' - V_o')} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (10)$$

Definieeren wij nu: $V' = V_o' + \delta V'$, dan volgt uit (9) en (10):

$$C\frac{d\,\delta V'}{dt} + \frac{\delta V'}{R} = \frac{V_o'}{R}\left[e^{(E_o'\sin\omega t - \delta V')} - 1\right] \quad . \quad . \quad (11)$$

Bij voldoend groote condensator mogen wij ook hier weer aannemen:

1°. dat de wisselstroom door den condensator groot is t.o.v. de wisselstroom door den weerstand;

2°. dat de wisselspanning op den condensater klein is t.o.v. de wisselspanning aan de diode, dat wil dus zeggen, dat de volle signaalspanning op de diode komt te staan.

Wij splitsen nu $\delta V'$ in een gelijk en een wisselspanningsgedeelte, $\delta V' = \triangle V' + \triangle V'_{\sim}$. waardoor formule (11) met in achtname van bovenstaande benaderingen overgaat in:

$$C\frac{d\triangle V'_{\sim}}{dt} + \frac{\triangle V'}{R} = \frac{V_o'}{R}\left[e^{(E_o'\sin\omega t - \triangle V')} - 1\right] \quad (12)$$

Middelen wij deze vergelijking over een volledige periode:

$$\triangle V' = V_o'\left[e^{-\triangle V'}\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} e^{E_o'\sin\omega t}\,dt - 1\right] \quad . \quad . \quad (13)$$

Nu is: $$\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} e^{E_o'\sin\omega t}\,dt = J_o\,(j\,E_o')$$

waarin J_o een Besselfunctie van de orde nul is, en $j = \sqrt{-1}$ is.

Substitueeren wij dit in (13) dan verkrijgt men de eindformule:

$$\frac{\triangle V'}{V_o'} = e^{-\triangle V'}\,J_o\,(j\,E_o') - 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

(Als voorbeeld van het verloop van de Besselfunctie geven we het volgende tabelletje):

$x = 0$	$J_o(jx) = 1{,}00$
$x = 1$	$J_o(jx) = 1{,}27$
$x = 5$	$J_o(jx) = 27{,}24$
$x = 10$	$J_o(jx) = 2815{,}72$

Bij benadering is

$$\text{Voor } x \ll 1 \quad J_o(jx) = 1 + \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^2}{(1!)^2} + \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^4}{(2!)^2} + \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^6}{(3!)^2} + \;.\;.\;\text{enz.}$$

$$\text{Voor } x \gg 1 \quad J_o(jx) = \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}}$$

Kleine signalen

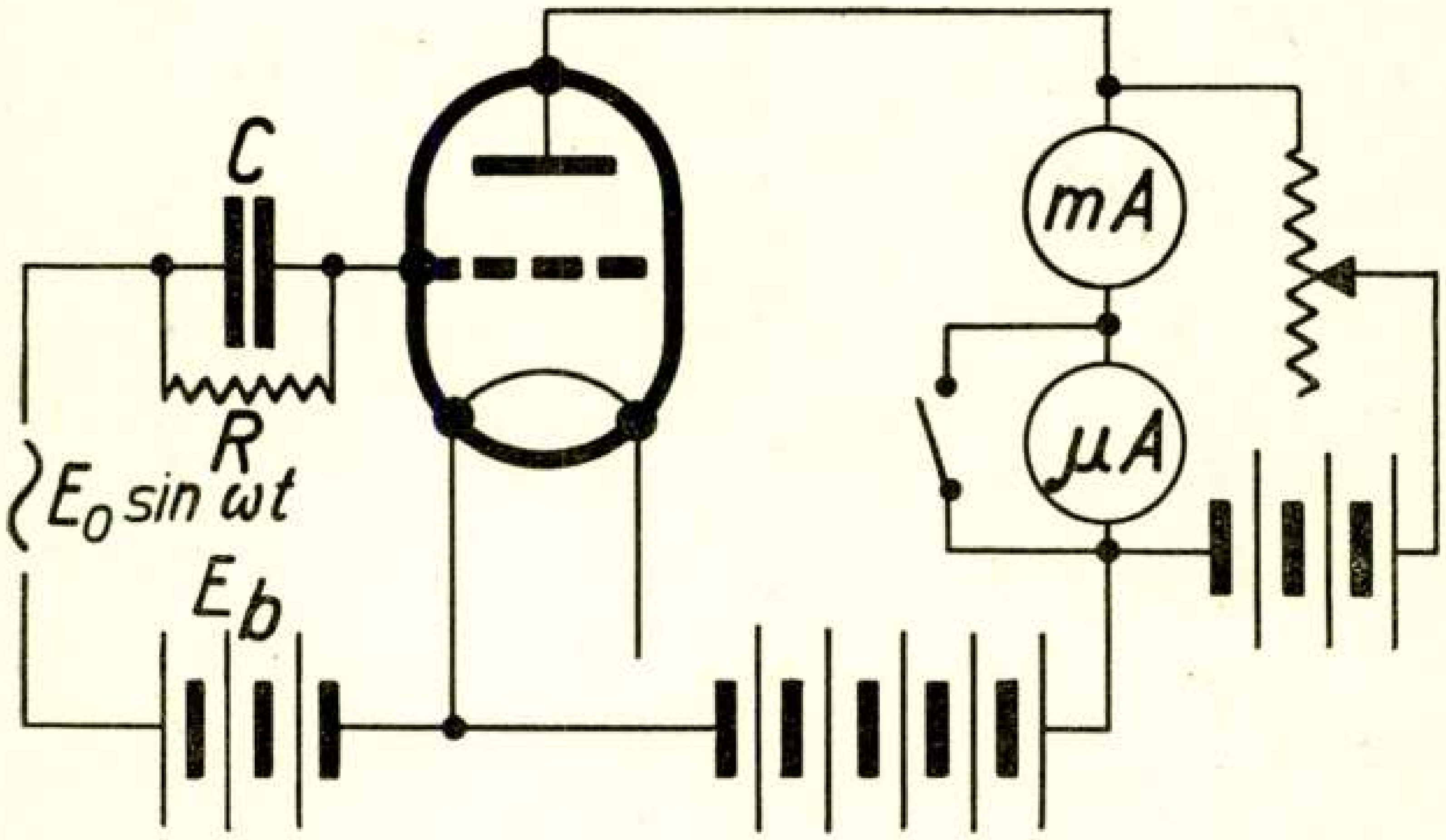
Voor kleine signalen is $E_o' << 1$ en verwachten wij eveneens $\triangle V' << 1$, dan volgt uit (14):

$$\frac{\triangle V'}{V_o'} = (1 - \triangle V')\left(1 + \frac{1}{4}E_o'^2\right) - 1 = -\triangle V' + \frac{1}{4}E_o'^2$$

of:

$$\triangle V'\left(1 + \frac{1}{V_o'}\right) = \frac{1}{4}E_o'^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14a)$$

Wij zien hieruit dat inderdaad de veronderstelling dat $\triangle V' << 1$ gerechtvaardigd is



Figuur 12

Keeren wij thans terug tot de oorspronkelijke variabelen dan vinden wij:

$$\triangle V_c = \frac{\frac{1}{4}E_o^2}{V_T\left(1 + \frac{V_T}{V_o}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

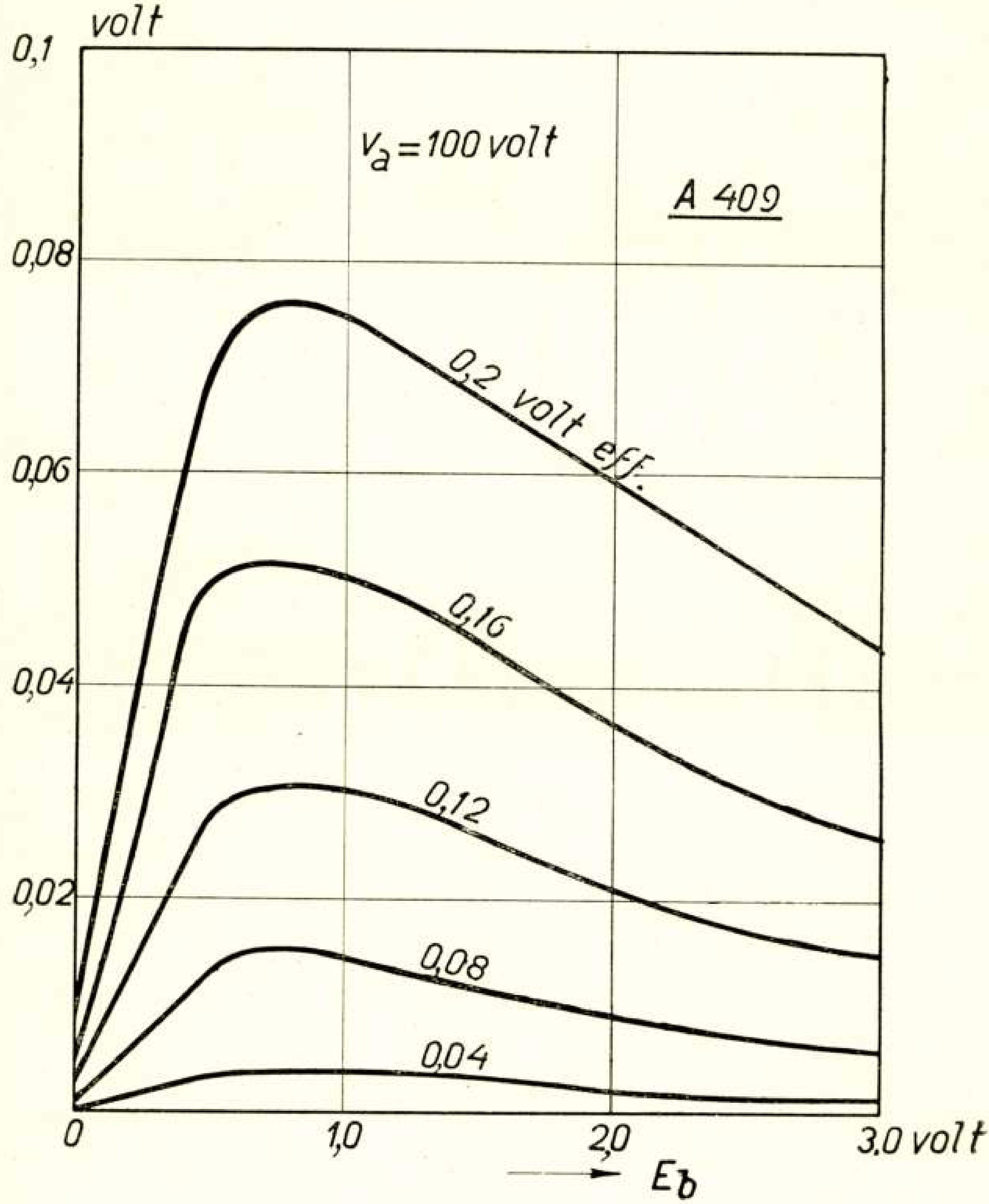
Deze vergelijking had ook onmiddellijk uit de algemeene vergelijking (7*a*) gevonden kunnen worden door de *e*-functie erin te substitueeren.

Groote signalen, waarvoor geldt $E_o' >> 1$ $\left(\text{of } \frac{E_o}{V_T} >> 1\right)$. Hiervoor volgt uit (14):

$$\frac{\triangle V'}{V_o'} = \frac{e^{E_o' - \triangle V'}}{\sqrt{2\pi E_o'}} - 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Het is duidelijk, en dit volgt tevens uit de volledige krommen

van fig. 10 (waarin $\triangle V'$ is voorgesteld als functie van E_o', met de parameter V_o'), dat voor grootere waarden van E_o' het verschil $E_o' - \triangle V'$ niet groot kan zijn t. o. v. E_o', daar dit verschil voorkomt als exponent van e. M. a. w. dat voor groote signalen de detectie nadert tot de topwaarde van het signaal. De hoogste



Figuur 13

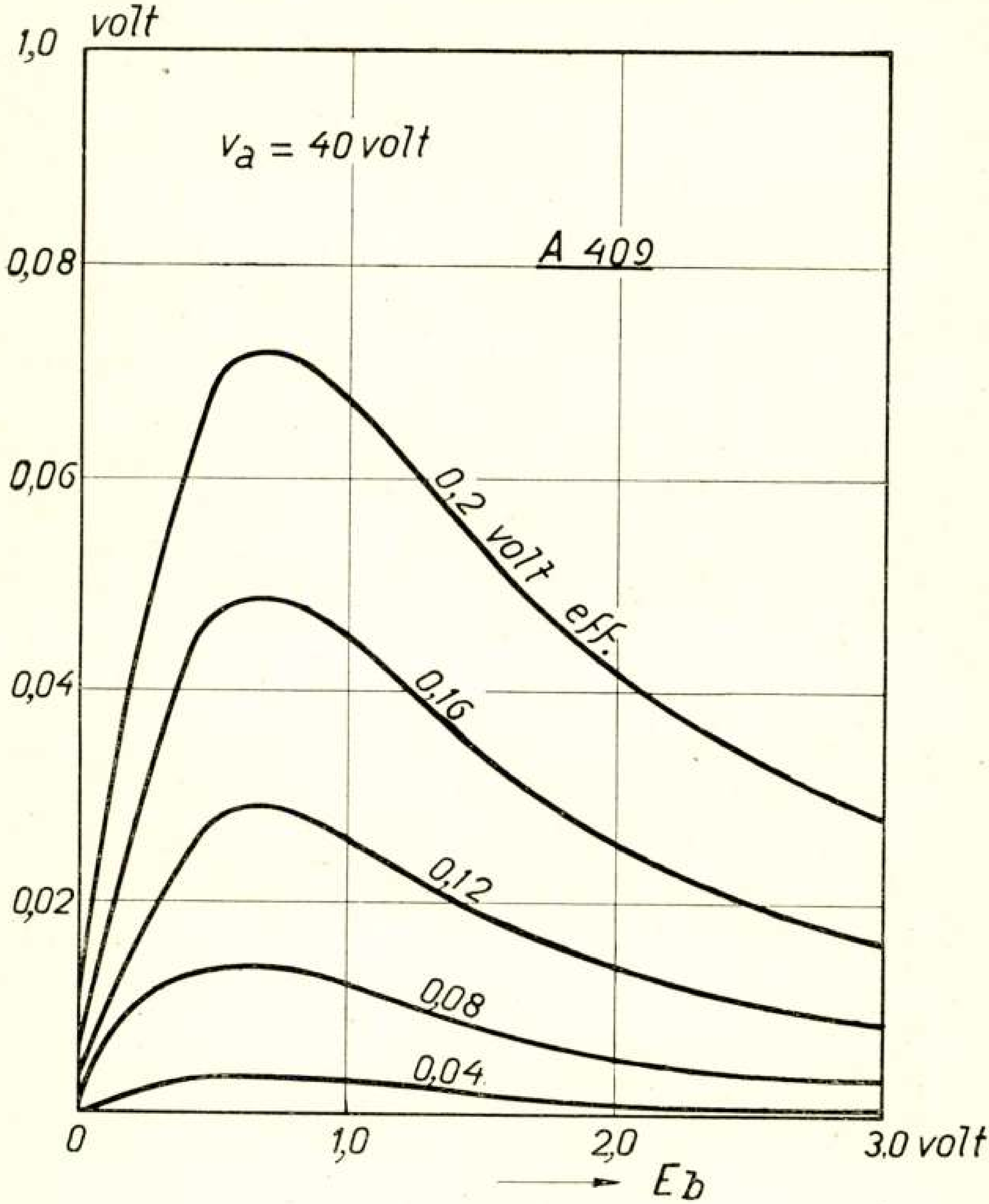
waarde die $\triangle V'$ ooit kan bereiken, (dus voor $V_o' >> \triangle V'$) volgt uit de formule:

$$\triangle V' = E_o' - \frac{1}{2} \ln 2 \pi E_o' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

m. a. w. dat de detectie nooit de topwaarde van het signaal

kan overschrijden, zoolang de roosterstroom-karakteristiek door een e-functie kan worden voorgesteld.

Figuur 11 geeft het onderste deel van figuur 10 en doet dus de detectie zien voor kleine signaalspanningen. Gestippeld is in deze figuur weergegeven de voor kleine spanningen benaderde uit-



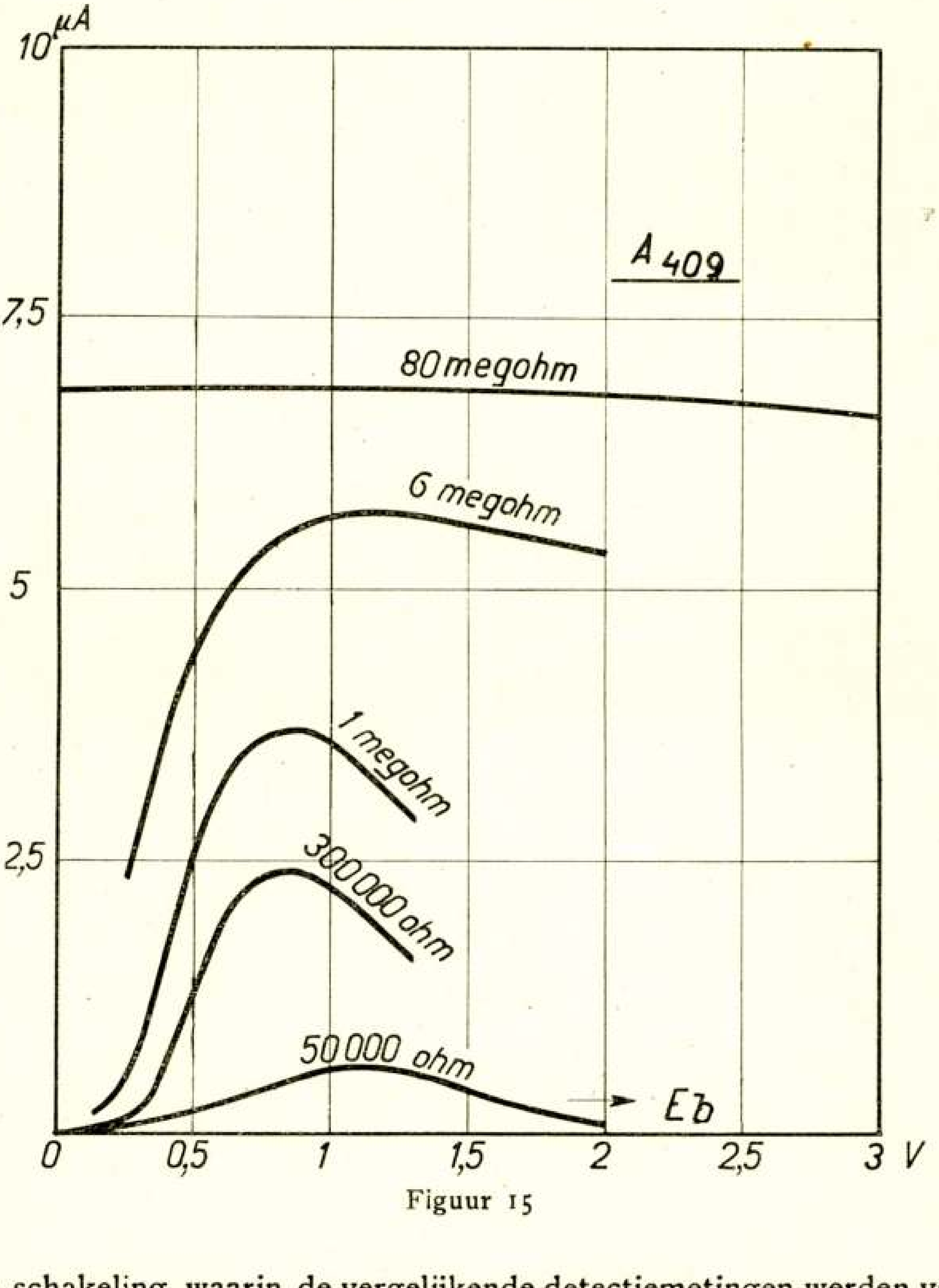
Figuur 14

drukking (14*a*). Dat deze benadering de exacte kromme snijdt, vindt zijn oorzaak in het feit, dat èn $e^{\triangle v'}$ èn $\mathcal{J}_o\,(j\,E_o')$ benaderd zijn.

Uit de voorgaande beschouwingen blijkt, dat de verschillen in de detectie door verschillende trioden slechts aan den dag treden, wanneer wij uitgaan van kleine signalen, aangezien voor groote signalen steeds nagenoeg de topwaarde wordt bereikt.

Voor alle trioden met dezelfde gloeidraadtemperatuur zijn echter de detectie eigenschappen ook praktisch gelijk voor kleine signalen.

Wij gaan thans over tot de beschrijving van eenige detectiemetingen. Bij de uitgevoerde metingen zijn signalen gebruikt van maximaal 0,2 Volt effectief. In fig. 12 is het schema weergegeven van

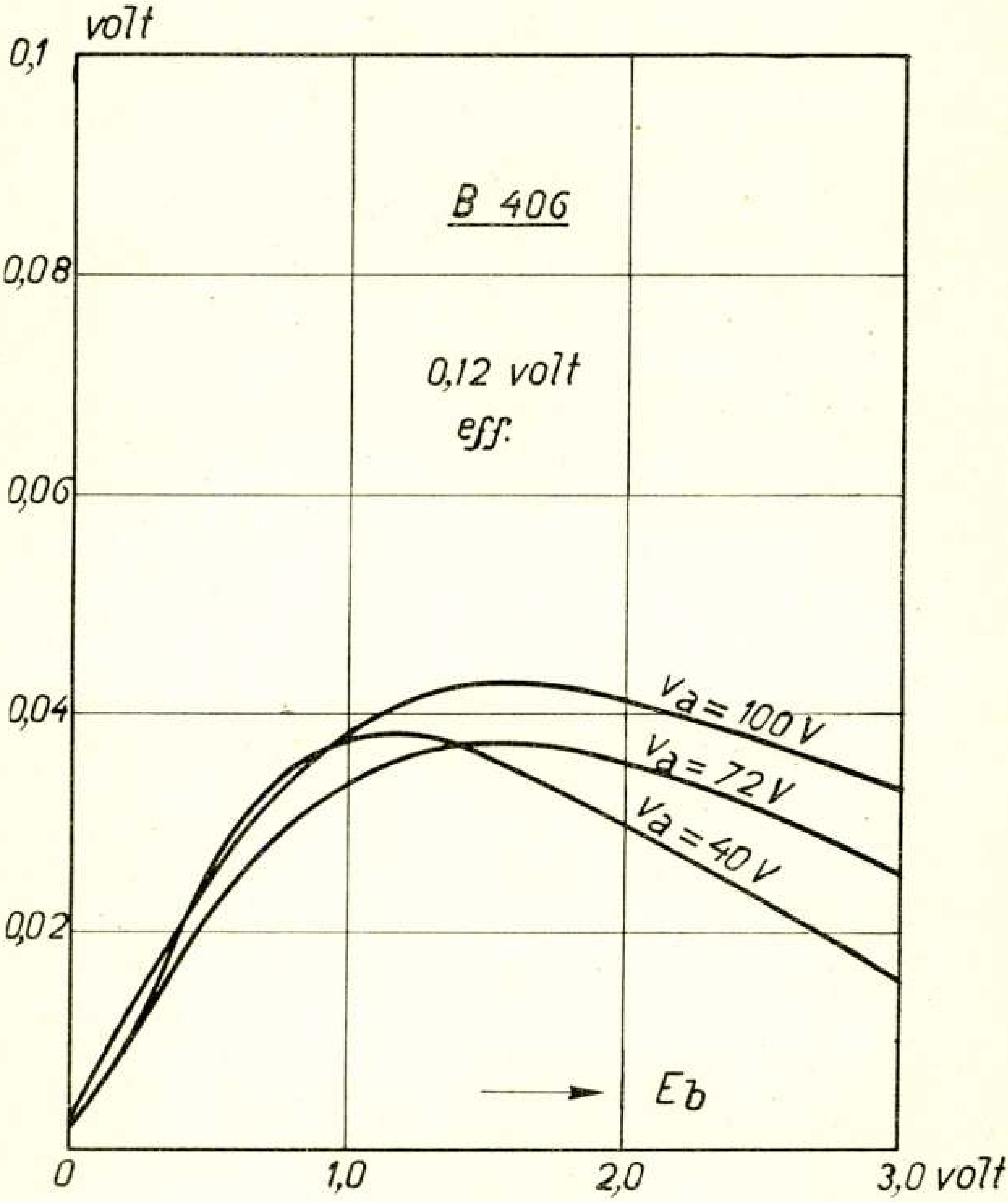


Figuur 15

de schakeling waarin de vergelijkende detectiemetingen werden verricht. In de anodeketen was geplaatst een gecompenseerde microampère-meter, terwijl de gelijkspanningsverandering van het rooster ($\triangle V$) werd berekend uit de gemeten anodestroomverandering. In fig. 13 en 14 (voor een *A 409* en respectievelijk $V_a = 100$ Volt en $V_a = 40$ Volt) zijn de resultaten uitgezet en wel $\triangle V$ als functie van

de roostervoorspanning E_b bij verschillende constante signalen. De roosterlek was bij deze metingen voortdurend 0,6 megohm.

In de eerste plaats blijkt uit de resultaten dat de detectie voor de gebezigde waarde van E_o werkelijk nagenoeg evenredig is aan E_o^2, zooals trouwens ook volgens formule (15) te verwachten is.



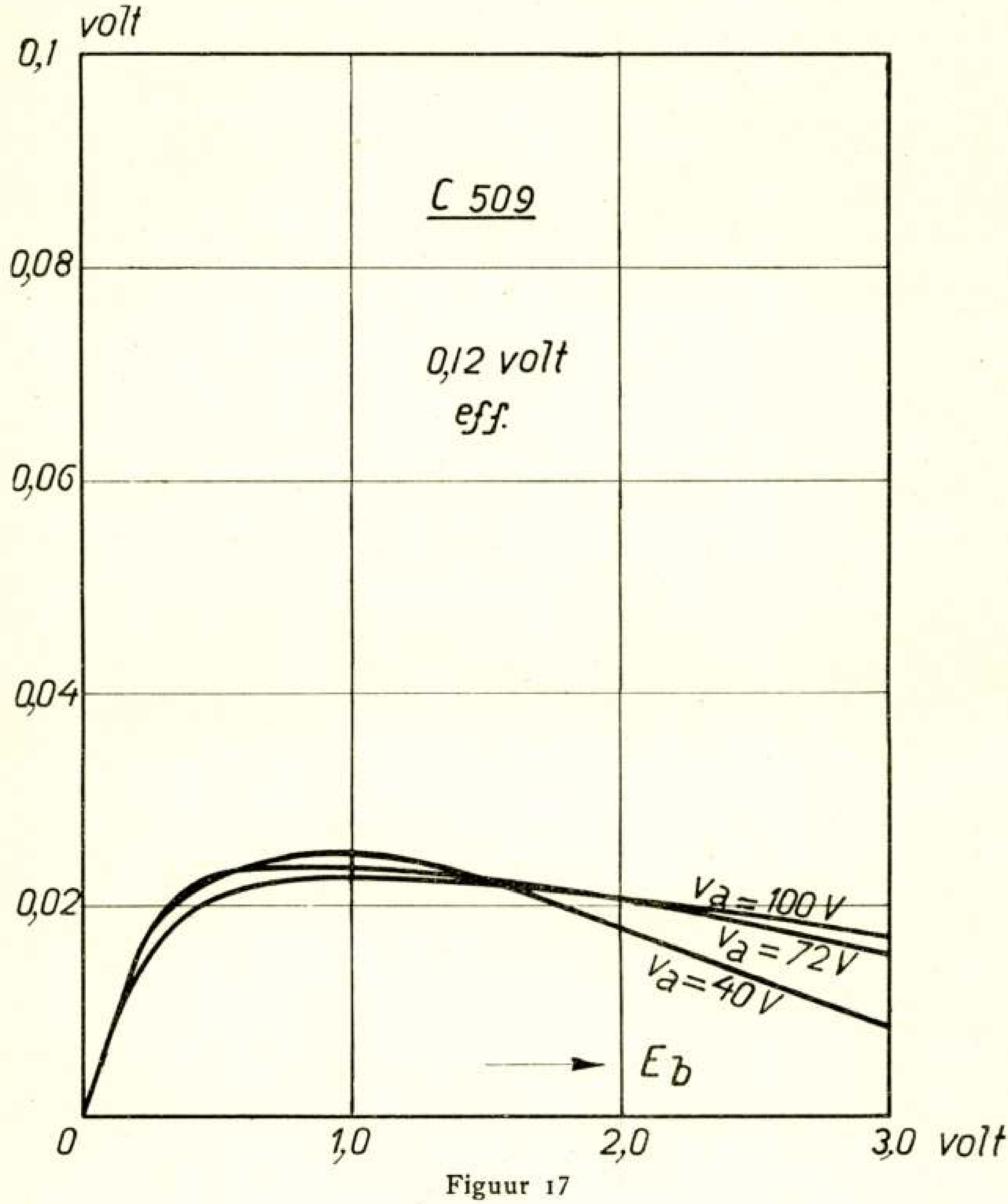
Figuur 16

Deze formule geeft echter blijkbaar de toestand niet juist weer, omdat bij toenemende E_b, $\triangle V_c$ steeds zou toenemen, totdat de waarde $\frac{\frac{1}{4} E_o^2}{V_T}$ bereikt is, (d. w. z. voor $V_o >> V_T$).

Uit de geteekende krommen blijkt n.l. dat de detectie bij

een bepaalde waarde van E_b een maximum vertoont, en daarna weer afneemt.

De roosterkarakteristiek voldoet dan ook voor die waarden van de voorspanning waar het maximum optreedt niet meer aan een e-functie, zoodat verg. (15) daar niet meer geldig is. Het absolute

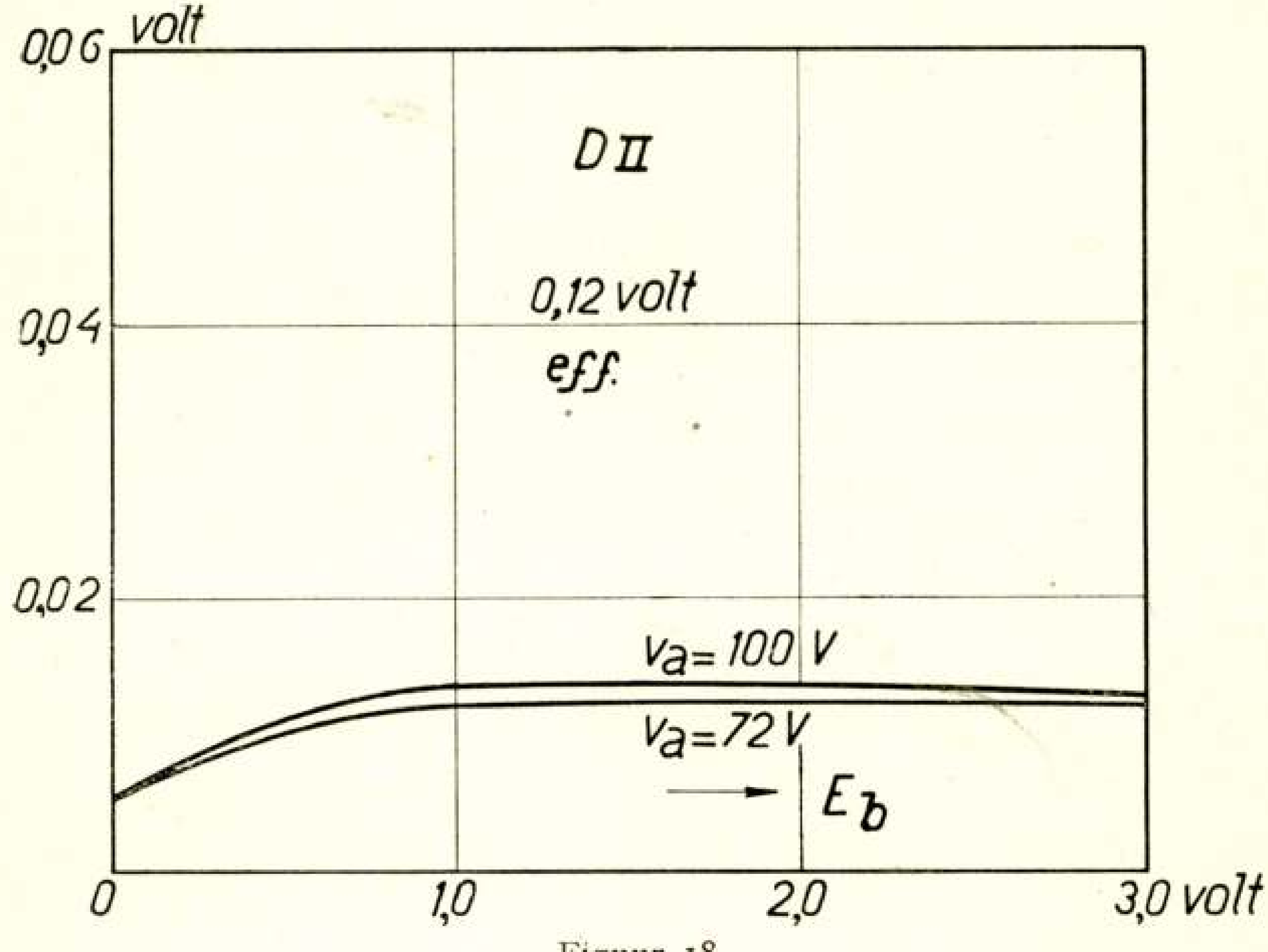


Figuur 17

maximum, $\triangle V = \frac{\frac{1}{4} E_o^2}{V_T}$ wordt bij deze lekweerstand van 0,6 megohm niet bereikt, daarvoor is een grootere weerstand noodig dan in de praktijk bruikbaar is. (Zie fig. 15 waar de anodestroomverandering voor een signaal van 0,06 V effectief is uitgezet als functie van de voorspanning).

In fig. 16 is voor een *B 406* uitgezet dezelfde functie als in fig. 13 en 14 echter bij eenzelfde signaal (0,12 V. effectief), maar bij verschillende anodespanningen. De afhankelijkheid hiervan blijkt niet groot te zijn, zooals ook reeds uit het verloop van de roosterkarakteristieken verwacht kan worden.

In fig. 17 en 18 is hetzelfde gedaan voor de *C 509* en de *D II*. We zien dat de maximale detectie bij de *B 406* (oxyd) grooter is dan voor de *C 509* (thorium) en van deze weer grooter dan van de *D II* (Wolfram).



Figuur 18

Appendix

De vergelijking die het algemeene detectieprobleem beheerscht (8) bij exponentieele karakteristiek en willekeurige tijdsfunctie voor het signaal kan in de volgende gedaante gebracht worden:

$$C\frac{dV_c}{dt}+\frac{V_c}{R}=i_0\, e^{\frac{E_b-V_c}{V_T}}\, e^{\frac{f(t)}{V_T}} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (8)$$

of in gereduceerde eenheden:

$$R\,C\frac{dV'}{dt}+V'=\frac{R\,i_0}{V_T}\, e^{E_b'}\, e^{\varphi(t)-V'}$$

Om deze uitdrukking tot de eenvoudigste vorm terug te brengen substitueeren wij voor

$$R\,C = a,$$

$$\frac{R\,i_0}{V_T}\,e^{E\delta'} = \beta$$

$$V' = x;$$

dan krijgen wij:

$$a\,\frac{dx}{dt} + x = \beta\,e^{(\psi\,(t)\,-\,x)}$$

of:

$$a\,\frac{dx}{dt} + x = \psi_1\,(t)\,e^{-x}$$

of voor:

$$\frac{t}{a} = t'$$

$$\frac{dx}{dt'} + x = \psi_2\,(t')\,e^{-x}$$

Chronologische Litteratuuropgaaf:

1903	Richardson	Phil. Trans. **201**, 497.
1914	Schottky	Ann. der Phys. **44**, 1011.
	Armstrong	El. World **64**, 1149.
1915	Armstrong	Proc. I. R. E. **3**, 215.
1916	Richardson	Emission of Electricity from Hot Bodies.
1917	Armstrong	Jahrb. **12**, 241.
1918	Vallauri	Jahrb. **13**, 25.
1919	v. d. Bijl	Proc. I. R. E. **7**, 603.
	von Laue	Ann. d. Phys. **59**, 465.
	Carson	Proc. I. R. E. **7**, 187.
1920	Breit	Phys. Rev. **16**, 387.
	Hulbert en Breit,	Phys. Rev. **16**, 408.
		16, 274.
		15, 551.
	Hull	Phys. Rev. **15**, 557.
1921	Barkhausen	Jahrb. **18**, 6, 402.
	Eccles	C. W. Wireless Telegraphy.
	Hulbert	Phys. Rev. **18**, 165, 172.
	Hulbert & Breit,	Jahrb. **17**, 119.
	Palmer	Radio Review II, 465.
	Morecroft	Principles of Wireless.
1922	Székely	Wiener Ber. **131**, 39.

1923	Langmuir	Phys. Rev. **21**.
1924	Appleton & Mary Taylor,	Proc. I. R. E. **12**, 284.
	Chapple	Exp. Wireless Vol. II. **15**, 161.
1925	Rothe	Zts. f. Techn. Phys. **12**, 633.
	Freeman	Proc. I R. E. **13**, 611, 623.
1926	L. P. Smith	Proc. I. R. E. **14**, 649.
	Möller	Jahrb. **27**, 74.
	Rothe	Zts. f. Phys **36**, 737.
	Colebrook	Exp. Wireless, Vol. II, **26**, 865. Vol. II, **27**, 946. Vol. III, **28**, 34. Vol. III, **29**, 90.
	Kuhlmann	Jahrb. **25**, 43, 70, 95.
	Turner	Electrician, XCVII, 412, 556.

EINDHOVEN, 2 December 1926

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

SAMENVATTING

De zuivere detectie eigenschappen van een triode hangen uitsluitend af van het verloop van de roosterkarakteristieken en de constanten in de roosterkring. Aan de hand van karakteristieken wordt aangetoond, dat de anodespanning weinig invloed heeft.

De roosterstroomkarakteristiek is over een groot gebied exponentieel en de helling van de logarithmische roosterstroom-kromme wordt uitsluitend bepaald door de temperatuur. (Voor een bepaalde triode heeft de gloeispanning weinig invloed op deze helling, daar de temperatuur van het emitteerende gedeelte procentueel weinig verandert.

De toename in de roosterspanning, noodig om de roosterstroom met e te vermenigvuldigen, werd de *temperatuurspanning* genoemd.

Uit de berekeningen volgt, dat de detectie voor alle trioden numeriek gelijk is, mits alle spanningen uitgedrukt worden in de temperatuurspanning, m a. w. drukt men de detectie uit in procenten van de hoogfrequente spanning, dan is dit percentage hetzelfde bij twee trioden met verschillende temperatuurspanningen, wanneer we twee signalen beschouwen, die zich verhouden als de temperatuurspanningen. Hieruit volgt dat voor de detectie van zwakke signalen trioden met kleine temperatuurspanning (lage temperatuur) in 't voordeel zijn. Miniwattlampen zijn dus in dit opzicht te verkiezen boven thorium en wolfraam- (helgloeiende) lampen.

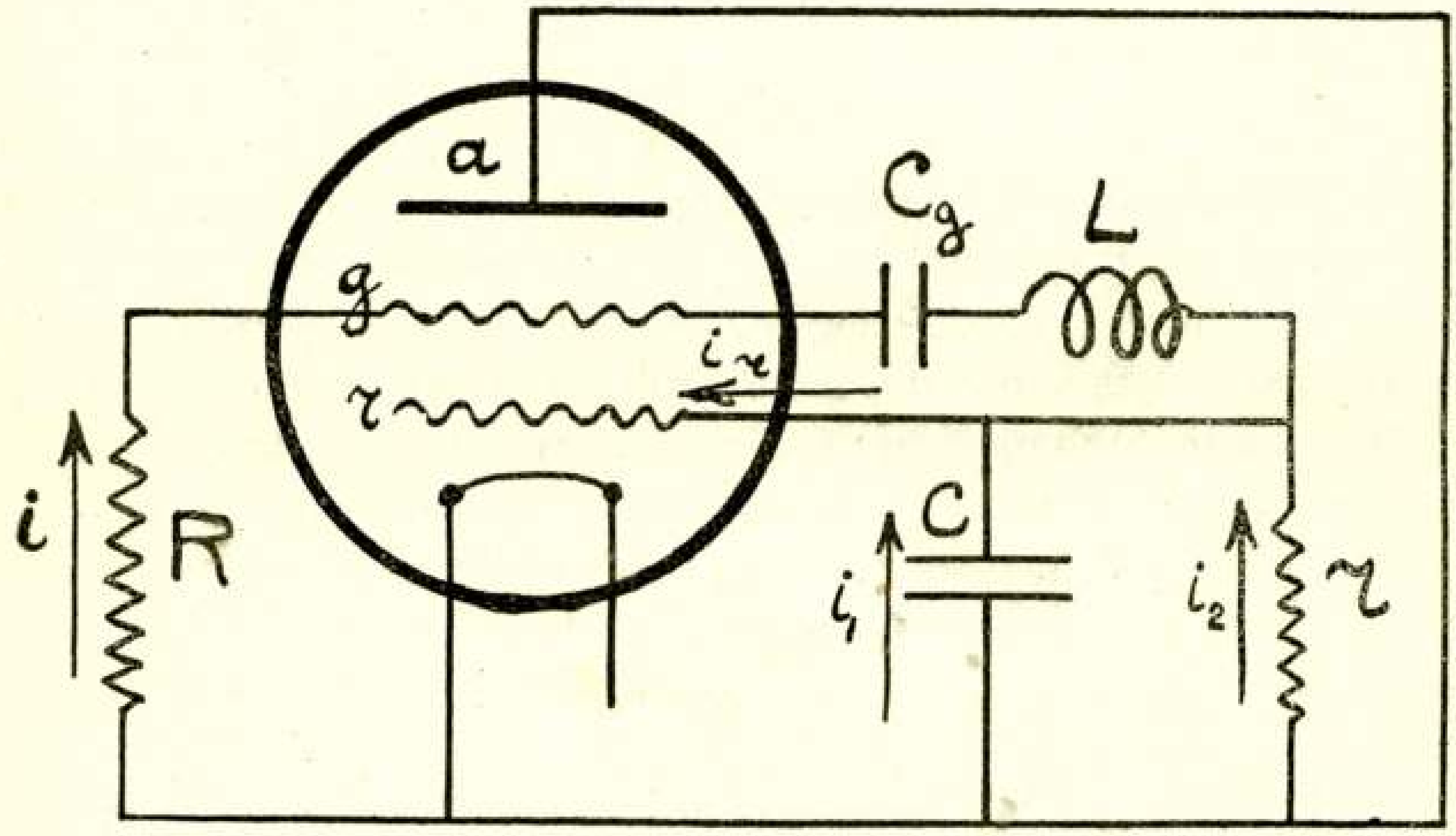
Voor sterke signalen is de detectie praktisch onafhankelijk van het triode-type steeds ongeveer gelijk aan de topspanning van het signaal.

EENIGE OPMERKINGEN OVER RELAXATIETRILLINGEN

DOOR

H. O. ROOSENSTEIN

In het artikel van Dr. B. van der Pol over relaxatietrillingen werd een tetrodegeneratorschema besproken, welke schakeling in het volgende moge dienen tot uitgangspunt van een eenigszins afwijkende verklaring van deze trillingen.



Figuur 1

Fig. 1 geeft het schema, dat in zooverre van het door Dr. van der Pol gegevene afwijkt, dat de kleine capaciteit C van het binnenrooster en aanhangende geleidingen t. o. v. den gloeidraad in rekening gebracht wordt. Men veronderstelle nu, dat de binnenroosterstroom alléén een functie is van den potentiaal van het buitenrooster n.l. [1]):

[1]) Deze vergelijking is een benadering, overeenkomende met (17) in het artikel van Dr. van der Pol. De vergelijking

$$i_r = - C_1 \, tg \, C_2 v_g$$

schijnt quantitatief beter, daar zij in staat is, de „horizontale" gedeelten der karakteristiek goed weer te geven. Het resultaat is echter iets minder eenvoudig.

$$i_r = -S\left(1 - \frac{v_g^2}{3\,v_o^2}\right) v_g$$

Voor het circuit gelden de volgende vergelijkingen:

$$v_g = -iR$$

$$r\,i_2' = R\,i' + L\,i'' + \frac{i}{C_g}$$

$$\frac{i_1'}{C} = R\,i'' + L\,i''' + \frac{i'}{C_g}$$

Met behulp hiervan zijn i_r, i_1, en i_2 te elimineeren uit

$$i_r' = i' + i_1' + i_2'$$

met als resultaat:

$$LC\,i''' + \left(\frac{L}{r} + R\,C\right) i'' + \left\{1 + \frac{R}{r} - \frac{C}{C_g} - SR\left(1 - \frac{i^2 R^2}{v_o^2}\right)\right\} i' + \frac{i}{rC_g} = O \quad (1)$$

Door hierin C te verwaarloozen ontstaat:

$$i'' + \frac{r}{L}\left\{1 + \frac{R}{r} - SR\left(1 - \frac{i^2 R^2}{v_o^2}\right)\right\} i' + \frac{i}{LC_g} = O \quad . \quad . \quad (2)$$

welke vergelijking na uitwerking het bekende resultaat geeft, nl. een relaxatietrilling, welke niet verklaard kan worden, zonder de aanwezigheid van de zelfinductie L, hoe klein deze ook mag wezen.

Wij willen nu echter niet C, maar L verwaarloozen. De dan overblijvende vergelijking

$$i'' + \frac{1}{CR}\left\{1 + \frac{R}{r} + \frac{C}{C_g} - SR\left(1 - \frac{i^2 R^2}{v_o^2}\right)\right\} i' + \frac{i}{RrCC_g} = 0 \quad . \quad (3)$$

gaat met

$$t' = \frac{t}{\sqrt{RrCC_g}}\,;\ \varepsilon = (SRr - R - r)\sqrt{\frac{C_g}{RrC}}\,;$$

$$C_g \gg C \text{ en } x = \frac{iR}{v_o}\sqrt{\frac{SrR}{SRr - R - r}}$$

over in

$$x'' - \varepsilon(1 - x^2)\,x' + x = 0.$$

Hierin is bv.

$$S = 3.10^{-4};\ r = 2\,10^4 \text{ en } R = 10^5,$$

dus

$$\varepsilon \gg 1,$$

zoodat volgens het door dr. van der Pol betoogde de vergelijking een relaxatietrilling voorstelt.

Echter wijst het bovenstaande uit, dat óók in volkomen zelfinductie-vrije schakelingen relaxatietrillingen kunnen optreden.

Ook zonder dat L opzettelijk gelijk aan nul gesteld wordt, kunnen in (1) op practische gronden eenige vereenvoudigingen worden aangebracht.

Allereerst kan in de term

$$(L/r + RC)\, i''$$

de factor L/r tegenover CR verwaarloosd worden. Immers, C zal niet kleiner zijn dan 10^{-11} Farad; R kan met het oog op het genereeren niet veel lager genomen worden dan 10^4 Ohm. CR is dus steeds grooter dan 10^{-7}.

L is zeker kleiner dan 10^{-6} Henry; r om bovengenoemde reden niet veel lager dan 10^4 Ohm. L/r is dus zeker kleiner dan 10^{-10}. Hieruit volgt dus, dat zelfs in het allerongunstigste geval de waarde CR nog ca. 1000 $\times$ zoo groot is als L/r; practisch zal deze verhouding zich eerder om het millioenvoud bewegen.

Verder heeft de term LCi''' een coëfficient van de tweede orde van grootte en door deze te verwaarloozen ontstaat (3) als eindresultaat [1]). Een soortgelijke redeneering is op den multivibrator van Abraham en Bloch toepasselijk. Daar in (3) de grootheid L niet voorkomt, meenen wij uit het bovenstaande te mogen concludeeren, *dat op de trillingswijze van multivibratoren vrijwel geen invloed wordt uitgeoefend door de zelfinductie van de verbindingsdraden.*

Door een eenvoudige proef met de besproken schakeling wordt deze zienswijze bevestigd. Men trachte door variatie van alle beschikbare grootheden de frequentie van de opgewekte trilling zoo hoog mogelijk op te voeren. Daarbij wordt ten slotte de amplitude der trilling steeds kleiner, en wanneer de vergelijking (2) het gedrag der schakeling beheerschte, dan moest de frequentie

[1]) Door LCi''' uit vergelijking (3) te berekenen en de uitkomst te vergelijken met de andere termen, kan achteraf de toelaatbaarheid van het verwaarloozen van dezen term worden bevestigd. Ook blijkt uit het feit, dat ε in vgl. (3) de waarde

$$\varepsilon_{(3)} = (SRr - R - r)\sqrt{\frac{C_g}{RrC}}$$

en in (2) de waarde

$$\varepsilon_{(2)} = (SRr - R - r\sqrt{\frac{C_g}{L}}$$

heeft, dat het gedrag van de schakeling door C bepaald wordt. Immers, om gelijkwaardig te zijn aan een capaciteit $C = 10\ \mu\mu F$, zou de zelfinductie in $\varepsilon_{(2)}$ een waarde

$$L = RrC$$

d.w. z. bij $r = 10^4$; $R = 10^5$

$$L = 0{,}01 \text{ Henry moeten hebben.}$$

bij het bereiken van den toestand, waarbij de coefficient van i' zeer klein wordt, naderen tot het zéér hooge bedrag [1])

$$\omega_L = \sqrt{\frac{1}{LC_g}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Volgens vergelijking (3) zou in dat geval de frequentie bedragen

$$\omega_C = \sqrt{\frac{1}{RrCC_g}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Uitvoering van de proef leverde als hoogst bereikbare frequentie

$$\omega = 2{,}2 \times 10^6 \quad (\lambda = 850\ M)$$

Daarbij was

r = 11600 Ohm
R = 7000 Ohm
C_g = 10^{-10} Farad.

Geconstateerd werd, dat bij deze proef de amplitude der trilling tot op een breukdeel der normale was teruggeloopen.

Met (4) is dit resultaat slechts te vereenigen door aanname van de onmogelijk hooge zelfinductie.

L = 0,002 Henry.

Substitutie der waarde in (5) geeft daarentegen

$C = 26\ \mu\mu F$,

hetgeen een zeer aannemelijk bedrag is.

Uitvoeriger werden deze proeven besproken in een verklaring, welke wij elders gaven van het mechanisme van de trillingen van den tetrode-multivibrator [2]).

Vermelden wij ten slotte nog, dat wij deze schakeling terloops reeds in een vroegere publicatie mededeelden [3]).

---

[1]) Dan wordt nl. in (2) het gedeelte $\frac{i^2 R^2}{v_o^2}$ oneindig klein van de 2e orde. De coefficient van i' nadert dan tot een dempingsconstante, die nòch positief, nòch negatief kan zijn en dus nul is.

[2]) Radio-Nieuws 1926, blz. 163.

[3]) Radio-Nieuws 1925, blz. 43.

OVER „RELAXATIETRILLINGEN" (II)

DOOR

Dr. BALTH. VAN DER POL Jr.

(1)

In het tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenootschap III, pag. 25—40 [1]) werden de eigenschappen bestudeerd van de volgende vergelijking:

$$L\ddot{v} - R(1 - v^2)\dot{v} + \frac{1}{C}v = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

òf

$$\ddot{v} - \alpha(1 - v^2)\dot{v} + \omega^2 v = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

waarin

$$\alpha = \frac{R}{L}, \text{ en } \omega^2 = \frac{1}{LC} \text{ is.}$$

Wij hebben daar aangetoond dat, wanneer wij verder noemen

$$\frac{\alpha}{\omega} = R\sqrt{\frac{C}{L}} = \varepsilon$$

de oplossing van vergelijking (1) of (2) zich geheel verschillend gedraagt, al naar dat

$1^0.$ $\quad \varepsilon \ll 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$

$2^0.$ $\quad \varepsilon \gg 1$ is. . . . . (4)

In het geval (3) dat een klein logarithmisch increment vertegenwoordigt, nadert de oplossing asymptotisch tot een sinusoïdale beweging gegeven door:

$$v = 2 \sin \omega t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Hierbij trilt dus het systeem met een periode die in groote benadering gegeven is door de periode die men zonder dempingsterm zou verkrijgen.

Scherp hiervan te onderscheiden is echter het geval (4) waarbij

[1]) Welke verhandeling wij verder zullen citeeren als (R).

wij te doen hebben met een zóó groot logarithmisch increment, dat, ware de negatieve weerstand constant, het systeem volkomen aperiodisch zou wezen.

Wij noemden het geval (4) quasi-aperiodisch omdat onder deze omstandigheden toch een periodische oplossing werd gevonden. Zooals in het eerste deel van (R) door grafische oplossing van (2) werd aangetoond wijkt onder deze omstandigheden de trillingsvorm echter aanzienlijk af van het sinusoïdale verloop, daar de uitslag periodisch plotseling zeer snel van positieve naar negatieve waarde springt en omgekeerd (zie fig. 4 pag. 33, $\varepsilon = 10$). Bovendien werd de trillingstijd T bij benadering gegeven door:

$$T = \frac{\alpha}{\omega^2} \doteq RC \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

dus door een relaxatie-tijd, reden waarom wij deze laatste soort trillingen relaxatie-trillingen hebben genoemd [1]).

(2)

Naar aanleiding van eenige verdere theoretische en experimenteele onderzoekingen onzerzijds en eenige publicaties van andere zijde zullen wij thans het in de eerste publicatie (R) over relaxatietrillingen behandelde verder uitbreiden en aanvullen.

(3) *De Trillingstijd*

Uit de in (R) pag. 33 fig. 4, $\varepsilon >> 1$, gegeven graphische oplossing volgt, dat het verloop van de waarde $v = 2$ tot de waarde $v = 1$ (gedurende welken tijd een halve periode verstrijkt) met goede benadering kan worden weergegeven door onze vergelijking (1) of (2) doch zonder de eerste term. Zooals reeds in (R) pag. 37 werd aangetoond is het aldus berekende verloop van de oplossing gegeven door:

$$log\ v^2 - v^2 = \frac{2\ \omega^2}{\alpha}\ t + Const.$$

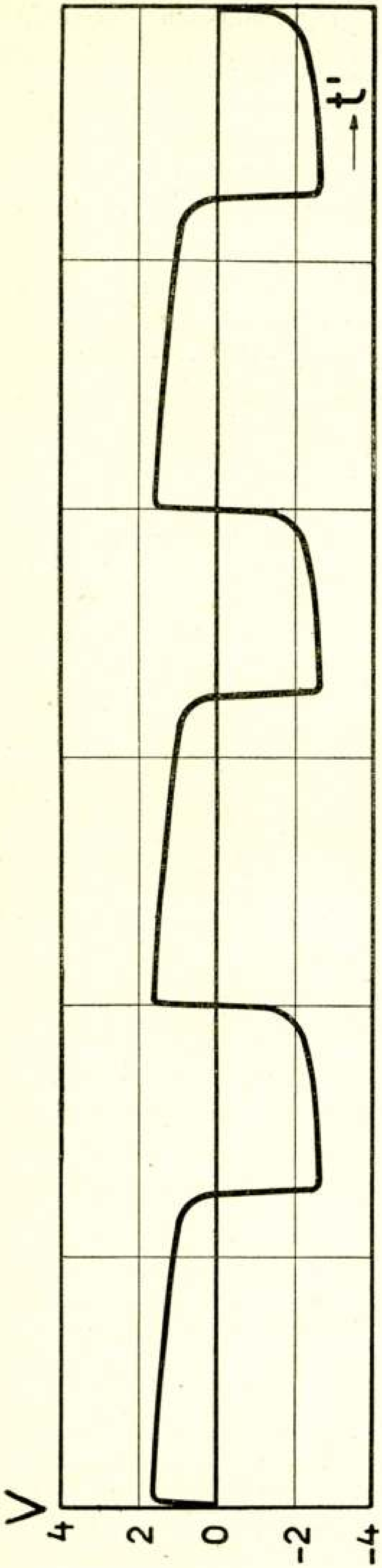
Hieruit volgt direct dat het tijdsverloop $t_2 - t_1$, waarbij v van de waarde $v = 2$ tot $v = 1$ zakt, gegeven is door:

$$t_2 - t_1 = \frac{\alpha}{\omega^2}\left(\frac{3}{2} - log_e\ 2\right),$$

zoodat de totale periode $T = 2\ (t_2 - t_1)$ bij benadering wordt:

---

[1]) Zie ook: BALTH. VAN DER POL. Het onderling verband tusschen eenige moderne vorderingen in de draadlooze telegrafie en telefonie. Polyt. Weekblad 47, 19 Nov. 1925, alwaar in het kort de eigenschappen en voorwaarden voor het ontstaan van relaxatie-trillingen werden aangegeven.



Figuur 1.

$$T = 1{,}61\ \frac{\alpha}{\omega^2} \doteq \frac{\pi}{2}\ \frac{\alpha}{\omega^2}.$$

Noemen wij derhalve T_{sin} de trillingstijd voor het sinusoïdale geval $\varepsilon \ll 1$, en T_{rel} de trillingstijd van de relaxatietrilling ($\varepsilon \gg 1$) dan heeft men:

$$\left.\begin{aligned} T_{sin} &\doteq 2\pi\sqrt{L\,C} \\ T_{rel} &\doteq \frac{\pi}{2} R\,C \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (7)$$

(4) *Asymmetrische Trillingen*

Ter vereenvoudiging hebben wij in onze eerste verhandeling (R) slechts het geval beschouwd waarbij de weerstandskarakteristiek door een symmetrische functie werd voorgesteld, zooals in de middelste term van (1) nl.

$$R\,(1 - v^2)$$

tot uiting komt.

Een graphische oplossing wanneer men deze term vervangt door een asymmetrische uitdrukking, b.v.

$$R\,(1 - \beta\,v - v^2)$$

leidde, zooals te verwachten was, tot asymmetrische trillingen, waarbij de duur van de positieve uitslag verschilt van die van de negatieve uitslag.

De bijgaande fig. 1 geeft b.v. de met behulp van de in (R) beschreven isoclynen-methode gevonden oplossing van (1), doch met de volgende weerstandsterm:

$$R\,(1 - v - v^2)$$

$$\varepsilon = 10$$

Men ziet dat een asymmetrische trillingsvorm wordt verkregen. Zooals echter uit een directe integratie over de grondperiode van (1) of (2) volgt moet onder alle omstandigheden:

$$\overline{v} = 0$$

zijn, zoodat het oppervlak van het positieve deel van fig. 1 gelijk moet zijn aan het oppervlak van het negatieve deel.

Verder kan de in (R) beschreven methode natuurlijk ook uitgebreid worden tot een karakteristiek van willekeurige vorm en zou b.v. ook een reeds vroeger [1]) door ons gebezigde karakteristiek

$$R\ (1+\beta v+\gamma v^2+\delta v^3+\varepsilon v^4) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

aan de beschouwing tot grondslag kunnen worden gelegd. Met opzet werd in (R) echter het eenvoudigste geval $R\ (1-v^2)$ behandeld dat reeds alle karakteristieke eigenschappen der relaxatietrillingen weergeeft.

(5) *Multivibrateur*

Bij de toepassingen der in (R) gegeven theorie der relaxatietrillingen op enkele triode-systemen, zooals de Multivibrateur van *Abraham en Bloch* en op een tetrode-multivibrateur, hebben wij aangetoond dat de bewust aangebrachte schakel-elementen (R's en C's) niet voldoende zijn ter verklaring van het onderhouden der trillingen.

Zonder verdere schakel-elementen in aanmerking te nemen voeren de genoemde systemen tot een éérste orde differentiaal vergelijking, die men verkrijgt uit (1) door weglating van de eerste term, n.l.:

$$-\ R\ (1-v^2)\ \dot{v}+\frac{1}{C}v=0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Voor een trilling die overal met de differentiaalquotienten eindig blijft [2]) is het echter noodzakelijk dat niet alleen voor elke waarde van v minstens twee waarden van $\dot{v}$ zich kunnen voordoen, maar dat ook voor elke waarde van $\dot{v}$ minstens twee waarden van v kunnen worden gevonden. Hieraan voldoet (9) evenwel niet en dit is dan ook de reden dat een geïgnoreerd schakel-element in de vergelijking moet worden gebracht.

Voor de beide genoemde schakelingen hadden wij daarvoor gekozen de overblijvende zelfinductie in de ketens als aangegeven in fig. 5 en 7, van onze verhandeling (R). De Heer Roosenstein [3]) heeft echter o. i. terecht aangetoond dat numeriek vóór deze zelf-

---

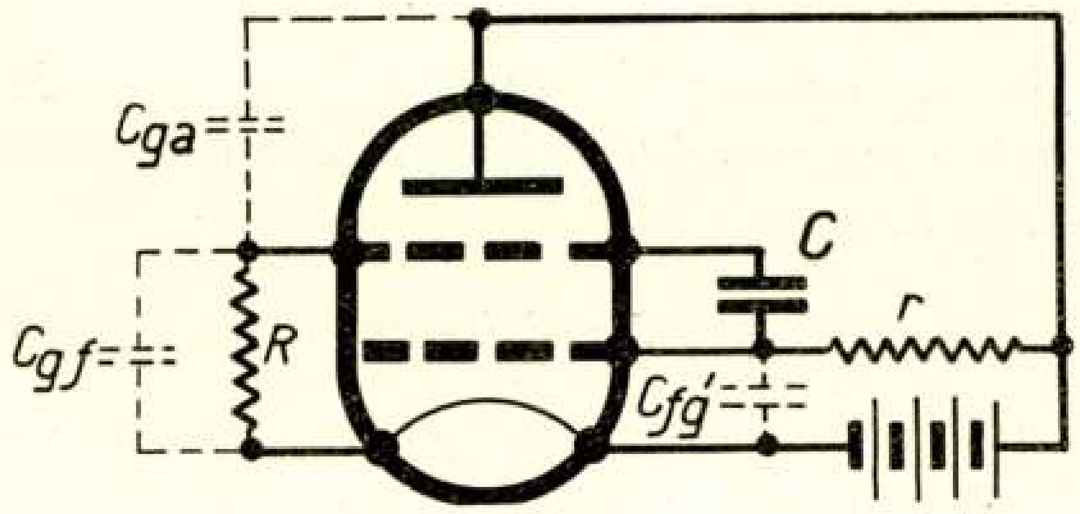
[1]) Appleton en Van der Pol, Phil. Mag. XLIII 177, 1922.

[2]) Een trilling die niet overal eindig blijft en dus niet aan de genoemde condities voldoet is b.v. $v = tg\ \omega t$.

[3]) Tijdschrift van het Nederlandsch Radio Genootschap III, zie deze aflevering. Wij danken hierbij de redactie van dit tijdschrift voor de welwillendheid om deze mededeeling ons ter inzage te zenden.

inductie eerst de capaciteit tusschen binnen-rooster en gloeidraad in aanmerking komt om de eerste term te leveren in onze differentiaal vergelijking (1).

Bij verwaarloozing van de zelfinductie, doch bij inachtname van de capaciteit $C_{fg'}$ (zie fig. 2) gaat voor de tetrode-multivibrateur (1) over in:



Figuur 2.

$$C_{fg'} R r \ddot{v} - R(1-v^2)\dot{v} + \frac{1}{C} v = 0,$$

zoodat de zelfinductie L vervangen wordt door de uitdrukking $C_{fg'} R r$, welke natuurlijk ook weder de dimensie van een zelfinductie heeft, doch in praktische gevallen numeriek grooter is dan de resteerende L. Men zou hier zelfs nog verder kunnen gaan en ook de capaciteiten C_{ga} en C_{gf} resp. tusschen buiten-rooster en anode en tusschen buiten-rooster en gloeidraad in aanmerking kunnen nemen zoodat men aldus bij benadering als eerste term inplaats van:

$$L \ddot{v}$$

verkrijgt:

$$(C_{fg'} + C_{ga} + C_{gf}) R r \ddot{v}.$$

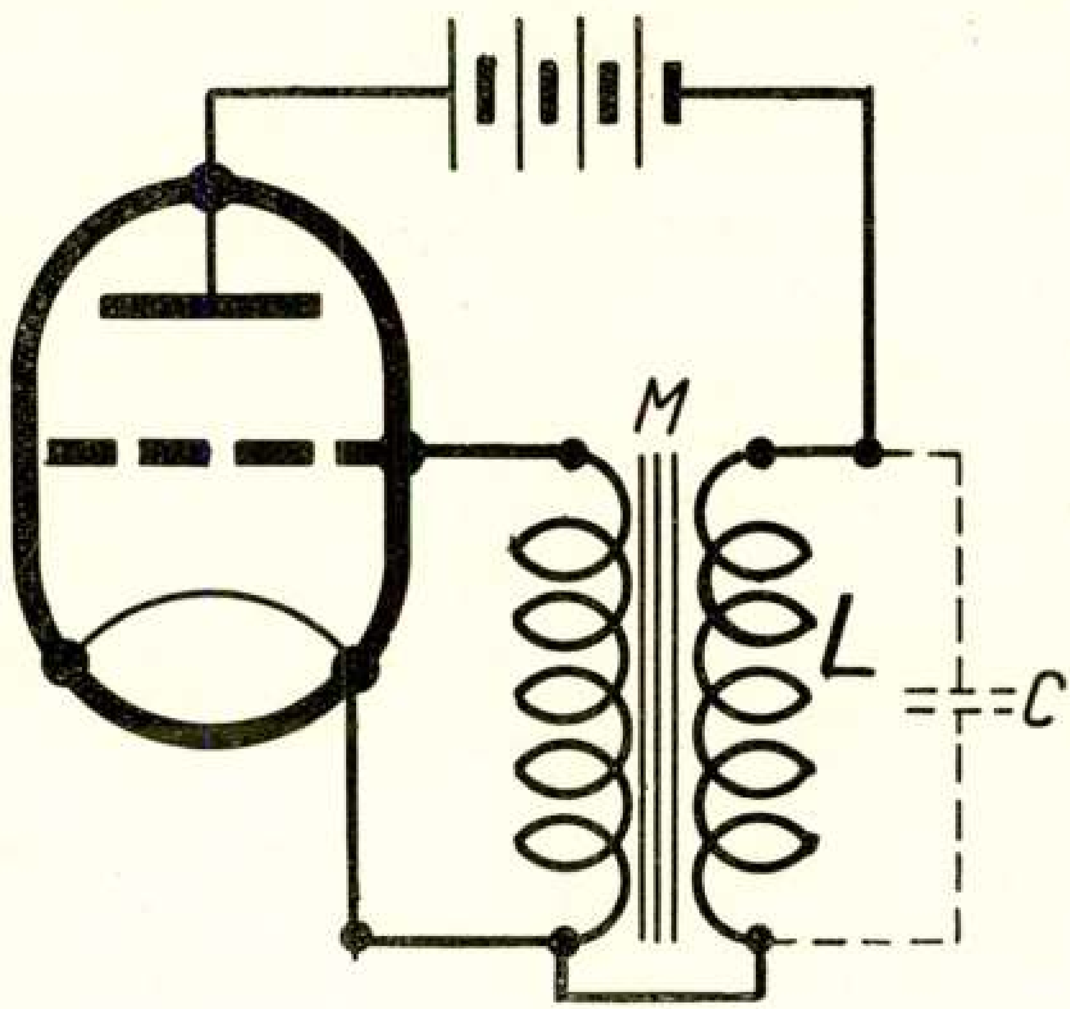
Zoolang men echter met relaxatietrillingen te doen heeft, en dus met het geval:

$$\frac{\alpha}{\omega} = \varepsilon >> 1$$

is, zooals in onze eerste verhandeling (R) werd aangetoond (en hier willen wij nadrukkelijk op wijzen) de grootte van den coëfficiënt van de eerste term niet van belang voor de periode waarmede het systeem trilt (mits deze term slechts positief blijft); deze term maakt, en dat is juist zijn karakteristieke eigenschap, het onderhouden van de trillingen mogelijk. Verderop zal nog een systeem beschreven worden waarbij deze eerste term zonder twijfel door een zelfinductie wordt bepaald.

(6) *Triode-oscillator met zeer sterke retroactie.*

In een uitvoerig onderzoek behandeld E. Friedländer [1]) o. m. de schakeling van fig. 3, waarin is afgebeeld een eenvoudige zeer sterk



Figuur 3.

teruggekoppelde triode; voor de zelfinductie L en wederkeerige inductie M wordt b.v. een laagfrequent-transformator toegepast, terwijl de in de figuur gestippeld geteekende condensator C niet is aangebracht. Zooals de schrijver uitvoerig onderzoekt voert ook dit systeem een trilling uit die verre van sinusoïdaal verloopt. Onder eenige beperkende aannamen, zooals b.v. het ontbreken van roosterstroomen, voert ook deze schakeling tot onze vergelijking (1) of (2) en valt dus wanneer $\varepsilon >> 1$ is, onder het algemeene begrip van relaxatietrillingen.

In dit tijdschrift I, Oct. 1920, gaven wij een afleiding van de differentiaal vergelijking waaraan dit systeem moet voldoen wanneer men de in fig. 3 gestippeld aangeduide C in aanmerking neemt. Wij verkregen aldaar voor een symmetrische karakteristiek:

$$\left. \begin{aligned} C\ddot{v} + \frac{di}{dt} + \frac{1}{L} v = 0 \\ i = -\alpha' v + \gamma v^3 \end{aligned} \right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (10)$$

welke laatste functie de „oscillation characteristic'' voorstelt, zoodat:

$$\alpha' = \left(g \frac{M}{L} - 1 \right) \frac{1}{R_i}$$

[1]) E. Friedländer, Archiv für Elektrotechnik, 17, 1 en 103, 1926.

waarin R_i de inwendige weerstand van de triode voorstelt en g de versterkingsfactor.

Bij juiste keuze van de eenheid voor de spanning gaat (10) over in:

$$C\ddot{v} - \left(\frac{gM}{L} - 1\right)\frac{1}{R_i}(1 - v^2)\dot{v} + \frac{1}{L}v = 0, \qquad (11)$$

welke vergelijking wederom de vorm heeft van (1) of (2); door de substituties:

$$\alpha = \frac{\frac{gM}{L} - 1}{R_i C}$$

$$\omega^2 = \frac{1}{LC}$$

gaat (11) nl. geheel over in (2).

Laat men nu in (11), zooals in de door FRIEDLÄNDER onderzochte schakeling het geval was, de capaciteit C tot 0 naderen, dan is voldaan aan (4) nl.:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{\omega} = \frac{g\frac{M}{L} - 1}{R_i} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} >> 1,$$

dat wil zeggen, wij hebben hier wederom te doen met een relaxatietrilling. De trillingstijd T wordt hier wederom bij benadering gegeven door:

$$T \doteq \frac{\alpha}{\omega^2},$$

welke uitdrukking in het onderhavige geval overgaat in

$$T = \left(g\frac{M}{L} - 1\right)\frac{L}{R_i} \doteq \frac{gM}{R_i} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

dus wederom in een relaxatietijd. Ditmaal echter is de relaxatietijd gegeven door een uitdrukking van den vorm $\frac{L}{R}$, terwijl in andere, reeds beschreven gevallen, wij de uitdrukking CR verkregen.

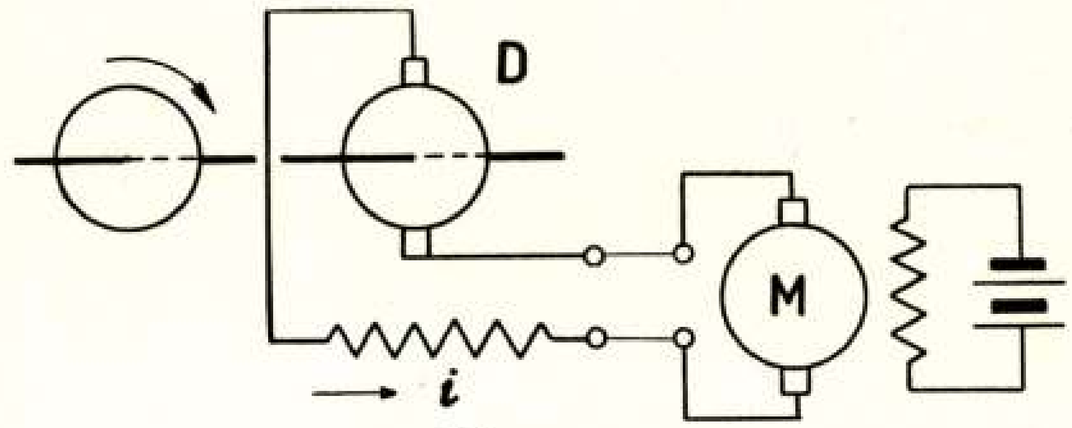
(7) *Relaxatietrillingen uitgevoerd door een afzonderlijk bekrachtigde motor, die gevoed wordt door een met constante snelheid aangedreven serie-dynamo.*

Dat een dergelijk systeem relaxatietrillingen kan uitvoeren, werd

kort reeds in (R) besproken. In een verhandeling van M. Janet [1]) vinden wij een verwijzing naar Gérard Lescuyer (C. R. **91**, 226, 1880) alwaar dit verschijnsel reeds beschreven is. Voorts vinden wij deze trillingen vermeld in H. BUSCH, *Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik* (Leipzig, S. Hirzel, 1913) pag. 104 f.f.

JANET zoowel als BUSCH vinden een trillingstijd, die aanmerkelijk afwijkt van die welke men volgens een elementaire theorie zou verwachten. De beschreven theorie der relaxatietrillingen geeft echter de oplossing van de moeilijkheid op de volgende wijze.

De afleiding der vergelijking kan eenvoudig als volgt gegeven worden en is in beide geciteerde verhandelingen reeds te vinden. Laat in fig. 4 i de stroom zijn door het systeem, R de totale



Figuur 4.

weerstand, L de zelfinductie, die wij als constant aannemen, K het traagheidsmoment van den motor en k de evenredigheidscoëfficient tusschen tegen-electromotorische kracht en de hoeksnelheid ω, dan heeft men:

$$e = R\,i + L\frac{di}{dt} + k\,\omega; \qquad \ldots\ldots \qquad (13)$$

bovendien is het koppel van den motor gegeven door:

$$k\,i = K\frac{d\,\omega}{d\,t}. \qquad \ldots\ldots \qquad (14)$$

De eliminatie van ω uit (13) en (14) levert:

$$\frac{de}{dt} = L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{k^2}{K}i. \qquad \ldots\ldots \qquad (15)$$

De electromotorische kracht e van de serie-dynamo is een functie van de er door vloeiende stroom, dus:

$$e = f(i), \qquad \ldots\ldots \qquad (16)$$

zoodat (15) kan geschreven worden als:

[1]) M. JANET, Note sur une ancienne expérience d'électricité appliquée. Annales des Postes, Télégraphes et Téléphones XIV No. 12 pag. 1193.

Zie ook: E. et H. CARTAN, Note sur la génération des oscilllations entretenues. Annales des Postes, Télégraphes et Téléphones XIV No. 12 pag. 1196.

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + \left(R - \frac{d\,f(i)}{di}\right) \frac{di}{dt} + \frac{1}{C}\, i = 0, \quad . \quad . \quad . \quad (15a)$$

waarin

$$\frac{1}{C} = \frac{k^2}{K}.$$

Kan nu weder, zooals boven reeds meermalen gedaan is voor de triodekarakteristiek, ook de karakteristiek e = f(i) van een serie-dynamo worden weergegeven door een derde-graads parabool:

$$e = R_o\, i - \gamma\, i^3,$$

dan gaat (16), bij geschikt gekozen eenheden voor i, over in den vorm

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} - (R_o - R)(1 - i^2) \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = 0, \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

welke uitdrukking (17) weder geheel overeenkomt met onze vergelijking (1).

Is nu voorts weer

$$\varepsilon = (R_o - R) \sqrt{\frac{C}{L}} >> 1,$$

wat met normaal gekozen machines practisch steeds het geval zal zijn, dan hebben we dus weder te doen met relaxatie-trillingen, zoodat de trillingstijd T bij benadering weder gegeven zal zijn door:

$$T \doteq (R_o - R)\ C.$$

Is bovendien $R_o >> R$, wat vaak het geval zal zijn, dan wordt dus de trillingstijd van het systeem bepaald door:

$$T \doteq R_o\, C = \frac{R_o\, K}{k^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Janet[1]) merkt op dat in tegenstelling met de elementaire theorie, die

$$T = 2\pi \sqrt{C L} = 2\pi \frac{1}{k} \sqrt{K L}$$

zou doen verwachten, (dus een trillingstijd evenredig aan den wortel van het traagheidsmoment van den motor, en evenredig aan den wortel uit de zelfinductie van het systeem) het experiment aanwijst dat de grootte van de zelfinductie L practisch niet van invloed is op de trillingstijd en dat deze laatste veel nauwkeuriger evenredig is aan het traagheidsmoment zelf dan aan den wortel daar uit. Deze experimenteel gevonden resultaten worden direct weer-

[1]) l. c. p. 1194.

gegeven door de boven gevonden uitdrukking (18) voor de trillingstijd, wanneer de trilling opgevat wordt als een relaxatietrilling.

Uit deze beschouwingen volgt verder dat de afzonderlijk bekrachtigde motor kan worden opgevat als een condensator met een capaciteit

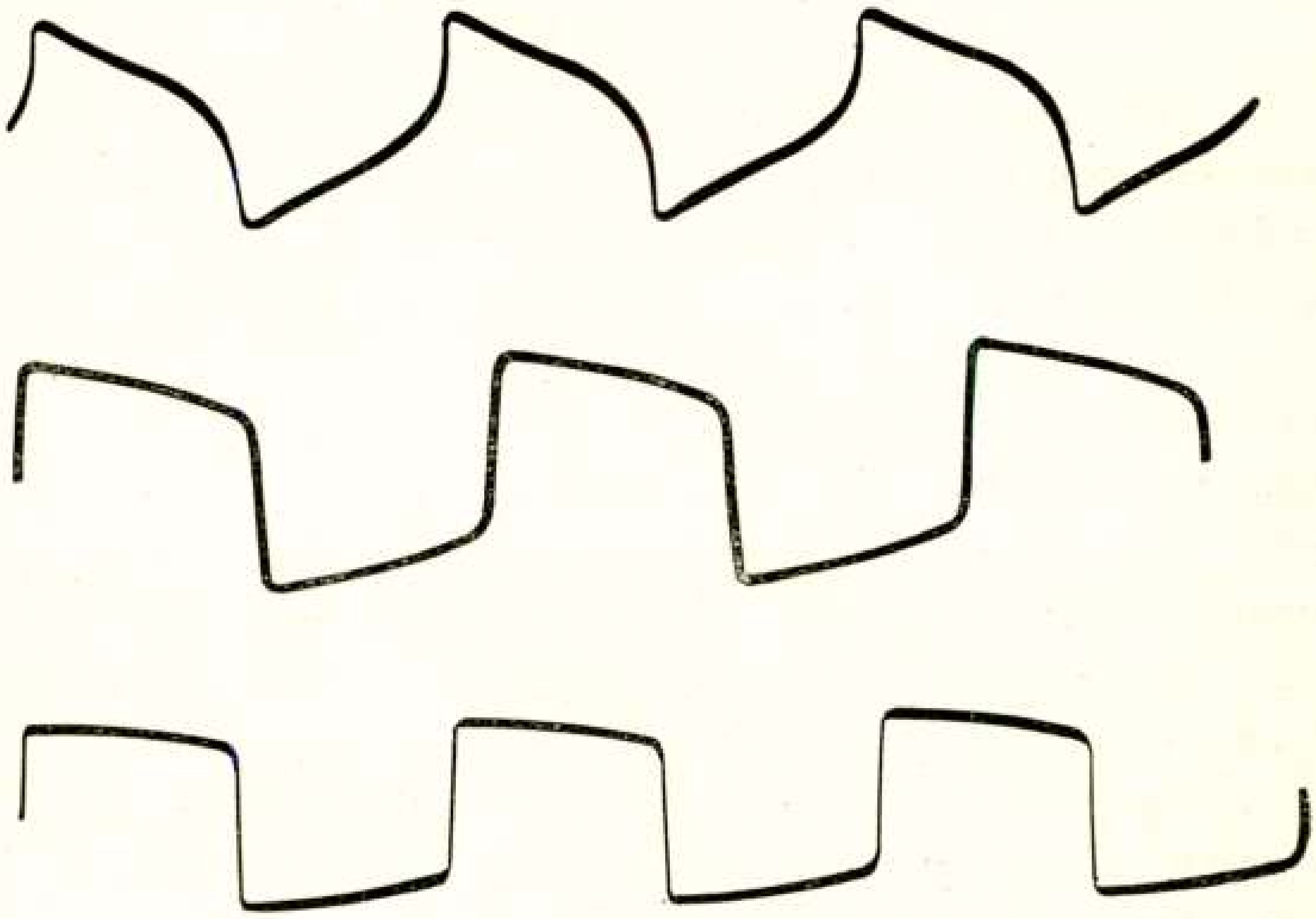
$$C = \frac{K}{k^2}$$

Wij kunnen dus de afzonderlijk bekrachtigde motor vervangen door een condensator-batterij [1]) en verkrijgen dan ook inderdaad geheel dezelfde verschijnselen: *de serie dynamo poolt periodisch om.* Voorts kan de met constante snelheid aangedreven serie-dynamo worden opgevat als een negatieve weerstand.

(1)

(2)

(3)



Figuur 5.

Tal van proeven die met, door middel van trioden teweeggebrachte, negatieve weerstanden uit de draadlooze techniek bekend zijn kunnen met behulp van een serie dynamo op zeer verlangzaamde schaal worden gereproduceerd. Bijvoorbeeld het ompolen van een seriedynamo belast met een batterij en een in serie geschakelde weerstand, is het volledige analogon van het omklappen van een dynatron met serieweerstand zooals reeds beschreven door Hull [2]).

Ter illustratie van het feit dat de beide schijnbaar zoo uiteenloopende systemen: de multivibrateur en de ompolende serie-

[1]) Van de orde van 100 μ. Fd. of meer.

[2]) A. W. Hull, Proc. Inst. Radio Eng. 6, 5, 1918.

dynamo mathematisch zich gelijk gedragen, geven wij in fig. 5 eenige oscillogrammen van:

a, de stroom van een periodisch ompolende seriedynamo;

b, de uit vergelijking (1) in (R) reeds afgeleide relaxatietrilling.

c, de anodestroom van een multivibrateur;

De overeenkomst is meer dan voldoende om de boven aangevoerde theoretische overwegingen experimenteel bevestigd te achten. De afwijkingen die er nog zijn, zijn natuurlijk aan het feit te wijten dat wij de gekromde karakteristieken, zoowel die van de trioden, als die van de serie-dynamo niet met groote nauwkeurigheid door een derde-graads-parabool kunnen weergeven [1]).

(8) *Vergelijking van de eigenschappen van relaxatietrillingen met die van sinusoïdale trillingen.*

In een vroegere verhandeling [2]) hebben wij aangetoond dat wanneer een systeem, dat vrij aan zich zelf overgelaten sinusoïdale trillingen met een bepaalde amplitude uitvoert, onder den invloed wordt gebracht van een uitwendige E. M. K. er een klein gebied van frequenties van die E. M. K. is aan te wijzen, waarbij het systeem zijn vrije trillingen opgeeft, en slechts voortgaat te trillen met de periode van deze uitwendige E. M. K., het zoogenaamde stille gebied. Dit stille gebied is voor een sinusoïdaal trillend systeem zeer klein, terwijl echter de amplitude in dit stille gebied zich binnen wijde grenzen kan wijzigen, zooals door de resonantiekromme op pag. 71 l. c. wordt weergegeven.

Een geprononceerde tegenstelling met deze sinusoïdale systemen vormen nu de systemen die aan zich zelf overgelatene relaxatietrillingen uitvoeren. Brengt men deze systemen, zoo vonden wij experimenteel, onder invloed van een uitwendige E.M.K., dan zal men over het algemeen de amplitude niet noemenswaard kunnen wijzigen, doch de trillingstijd wordt over een wijd gebied door

---

[1]) Het oscillogram fig. 5 (1) van de ompolende serie-dynamo werd opgenomen met een motor en dynamo beiden van nominaal 110 Volt, 0,83 Amp, 1400 omw./min.

Het oscillogram fig. 5 (3) van den multivibrateur werd opgenomen met:

trioden:	2 × 2 T B 04/10
anodeweerstanden:	elk 2000 Ohm
capaciteiten:	elk 0,2 μ F.
roosterlekken	elk 50,000 Ohm
batterijspanning voor anoden:	500 Volt
negatieve roosterspanningen:	−63 Volt.

[2]) Tijdschrift van het Nederl. Radio Gen. II, 57. 1924.

de uitwendige E.M.K. „meegenomen". Deze eigenschap is op bijzonder elegante wijze toegepast door D. W. DYE [1]), die een multivibrateur laat synchroniseeren door een electrisch onderhouden stemvork of een astronomisch uurwerk, terwijl de aldus vastgenagelde multivibrateur een tweede multivibrateur van $^1/_{20}$ van de periode van de eerste op zijn beurt weder vasthoudt. Het geheele systeem dient voor de ijking van golfmeters.

De kort geleden door ECCLES and W. A. LEYSHON [2]) beschreven toepassing van een trillende neon lamp, die een relaxatietrilling uitvoert waarvan de frequentie bepaald wordt door een aan het systeem gekoppelde stemvork, is een ander voorbeeld van de labiliteit van de periode van een relaxatietrilling.

Dit systeem kan worden vergeleken met een gewone lippijp op het orgel. Wellicht kunnen de „Schneidetöne", die overeenkomen met de tonen door de wind bij telegraafdraden teweeggebracht (Strouhall), die aan de lip ontstaan, opgevat worden als relaxatietrillingen. Nauw aan dit systeem gekoppeld is de pijp die slechts, evenals de stemvork in het geval van ECCLES, sinusoïdaal kan trillen. De nauwe koppeling van deze beide systemen veroorzaakt dat de periode bepaald wordt door de sinusoïdale trilling, terwijl het eigenlijke onderhouden van de trilling meer het karakter heeft van een relaxatietrilling.

EINDHOVEN, 13 Dec. 1926.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

---

1) D. W. Dye, Roy. Soc. Phil. Trans 224, p. 259, 1924.

2) W. H. Eccles en W. A. Leyshon, Electrician 97, 65, 1926.

Labiliteit van een uit n trioden bestaande versterker met inachtname van de interelectroden-capaciteiten

DOOR

Ir. K. POSTHUMUS

Een systeem van eenige achter elkaar geschakelde trioden is een bijzonder soort van kettingleider, en nadert, wanneer we het aantal trappen onbepaald laten toenemen, tot een kabel, kan dan ook mathematisch op overeenkomstige wijze behandeld worden. Ondertusschen is er een kenmerkend verschil, nl. de voorkeursrichting (van rooster naar anode) van deze „kabel". Namen we de rooster-anodecapaciteit niet in aanmerking, en is er geen andere koppeling tusschen anode- en roosterkring van dezelfde triode, dan zou, bij verwaarloozing van de roosterstroomen en dus van het effect van de anodespanning hierop, de keten zelfs volkomen unidirectionaal zijn, en we zouden iedere trap voor zich kunnen beschouwen.

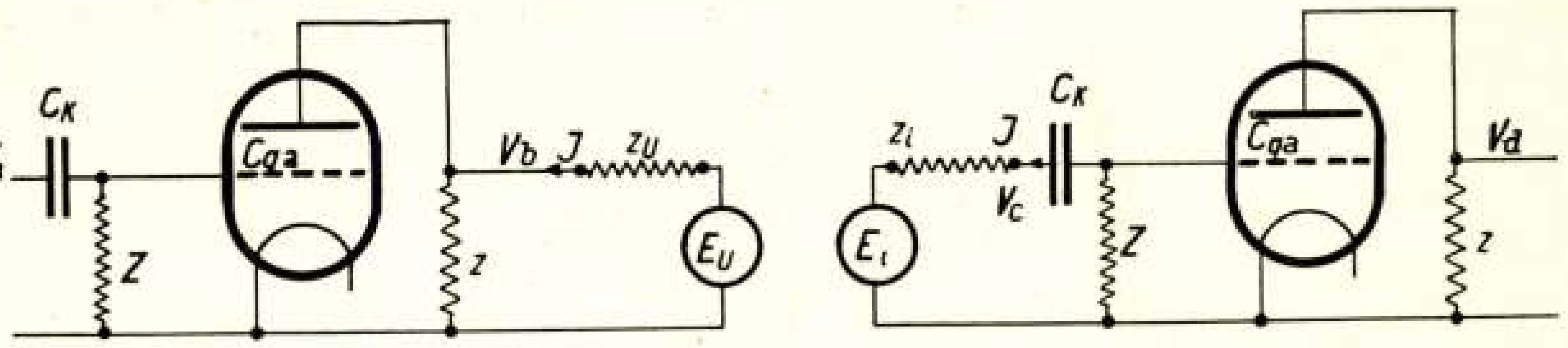
Was de versterking voor één trap x, dan zou die voor n trappen x^n zijn.

Verder zou in dit geval het systeem onmogelijk spontaan kunnen oscilleeren, die mogelijkheid ontstaat eerst door het aanbrengen van de een of andere koppeling tusschen elementen van dezelfde of van verschillende trioden van de keten. Zoo hebben we de bewuste inductieve of capacitieve terugkoppeling, die in „kritisch" ingestelde ontvangers wordt toegepast, maar ook de zg. parasitaire koppelingen, dus inductieve of capacitieve koppelingen tusschen schakelelementen, die in 't geheel niet beoogd zijn, verder koppelingen door gemeenschappelijke slechte batterijen enz.

Elimineeren we al deze mogelijkheden, wat theoretisch gemakkelijker gaat dan in de praktijk, dan blijft toch in ieder geval de koppeling door de rooster-anodecapaciteit van de triode over, en in enkele eenvoudige gevallen willen we nagaan, welke invloed deze op de stabiliteit heeft.

We verwaarloozen in het volgende de roosterstroomen, de para-

sitaire terugkoppelingen, en de krommingen van de karakteristiek, dit laatste is voor het kriterium van labiliteit natuurlijk toelaatbaar, omdat we slechts met oneindig kleine spannings- en stroomveranderingen te maken hebben. Onze spanningen en stroomen zijn slechts bedoeld als afwijking van de gelijkstroomposities; we zullen dan ook geen batterijen in de schema's teekenen.



I II

In bovenstaande figuur kan I de laatste trap, II de eerste trap van een versterker voorstellen, in Z en z denken we ons de rooster-gloeidraad resp. anode-gloeidraadcapaciteit opgenomen, terwijl de rooster-anodecapaciteit C_a een op zichzelf staande rol vervult.

V_a is de spanning aan de anode van de trap vóór I.

V_c zou de anodespanning zijn van de triode vóór II, indien II zich midden in de versterker bevond.

Alle grootheden V en I kunnen worden voorgesteld door den vorm $V = \Sigma\, a\, e^{\omega t}$, waarbij ω complex is, daar we alleen lineaire vergelijkingen tusschen de verschillende grootheden hebben.

Noemen we nu

$$S - \omega C_a = A \qquad (S = \text{steilheid})$$

$$\frac{1}{r_i} + \frac{1}{z} + \omega C_a + \frac{C_a}{C_k}\left(\frac{1}{r_i} + \frac{1}{z} + \frac{1}{Z} + S\right) + \frac{1}{\omega C_k Z}\left(\frac{1}{r_i} + \frac{1}{z}\right) = B_1$$

$$\frac{1}{Z} + \omega C_a = B_2$$

$- \omega C_a = C$, dan hebben we

$$\text{fig. I} \quad A V_a + B_1 V_b = (E_u - V_b)\,\frac{\omega C_k + \omega C_a + \frac{1}{Z}}{\omega C_k z_u} = I_{ab}\,\frac{\omega C_k + \omega C_a + \frac{1}{Z}}{\omega C_k} \qquad (1)$$

$$\text{fig. II} \quad B_2 V_c + C V_d = (E_i - V_c)\,\frac{\omega C_k + \omega C_a + \frac{1}{Z}}{\omega C_k z_i} = - I_{cd}\,\frac{\omega C_k + \omega C_a + \frac{1}{Z}}{\omega C_k} \qquad (2)$$

Denken we ons nu de twee trioden I en II als opeenvolgende trappen in een versterker, zoodat E_i en E_u vervallen evenals z_i en z_u, terwijl dan $V_a = V_{\nu-1}$, $V_b = V_c = V_\nu$, $V_d = V_{\nu+1}$

en $I_{ab} = I_{cd}$ is, dan krijgen we door optelling van (1) en (2)

$$A\,V_{\nu-1} + (B_1 + B_2)\,V_\nu + C\,V_{\nu+1} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Bestaat de versterker uit n trappen, dan hebben we tusschen de spanningen V_0 t/m V_n, $n+1$ vergelijkingen, ten eerste de vergelijking (1) voor de spanningen V_0 en V_1, ten tweede de vergelijking (2) voor de spanningen V_{n-1} en V_n, ten derde $n-1$ vergelijkingen van de vorm (3), die dus een verband aangeven tusschen de spanningen aan drie opeenvolgende trappen.

We beperken ons nu tot twee eenvoudige gevallen, n.l.:
1. Open ketens aan begin en eind ($z_i = \infty$ en $z_u = \infty$);
2. Kortsluiting aan begin en eind ($V_0 = 0$ en $V_n = 0$).
In het eerste geval hebben we

$$B_2\,V_0 + C\,V_1 = 0 \qquad (2)$$
$$\text{en } A\,V_{n-1} + B_1\,V_n = 0 \qquad (1)$$

verder $(n-1)$ vergelijkingen van de vorm

$$A\,V_{\nu-1} + (B_1 + B_2)\,V_\nu + C\,V_{\nu+1} = 0,$$

deze vergelijkingen zijn homogeen, en de mogelijke frequenties ω worden gegeven door de determinant

$$\underset{(n+1\ kol.)}{D =} \begin{vmatrix} B_2 & C & 0 & 0 & 0 & . & . & . \\ A & (B_1+B_2) & C & & 0 & 0 & . & . \\ 0 & A & (B_1+B_2) & C & 0 & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & 0 & A & (B_1+B_2) & C \\ . & . & . & . & 0 & 0 & A & B_1 \end{vmatrix} = 0 \quad [1]$$

Noemen we de determinant:

$$\begin{vmatrix} (B_1+B_2) & C & 0 & 0 & & 0 \\ A & (B_1+B_2) & C & 0 & & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & & 0 \\ & & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & 0 & A & (B_1+B_2) & C \\ & & 0 & 0 & A & (B_1+B_2) \end{vmatrix}_{n_{kol.}} = D_n$$

$$\begin{aligned} \text{dan is } D &= B_1 B_2 D_{n-1} - B_1 A C\,D_{n-2} - A C B_2 D_{n-2} + A^2 C^2 D_{n-3} = \\ &= B_1 B_2 D_{n-1} - AC\left\{(B_1+B_2)\,D_{n-2} - AC\,D_{n-3}\right\} = \\ &= B_1 B_2 D_{n-1} - AC\,D_{n-1} \\ &= (B_1 B_2 - AC)\,D_{n-1} = 0. \end{aligned}$$

De oplossing valt dus uiteen in

[1] Bij een symmetrische kettingleider zou A = C zijn.

$1^0.\quad B_1 B_2 - AC = o$

$$2^0.\quad \begin{vmatrix} (B_1+B_2)\,C & & o & \\ A\,(B_1+B_2)\,C & & o & \\ o & & A\,(B_1+B_2)\,C & \\ o & & & A\,(B_1+B_2) \end{vmatrix} = o \qquad (n - 1 \text{ kol.})$$

$$\text{of } D_{n-1} = o.$$

In het geval van kortsluiting worden de oplossingen gegeven uitsluitend door de determinant

$$\begin{vmatrix} (B_1+B_2)\,C & & & \\ & A\,(B_1+B_2)\,C & & \\ & & A\,(B_1+B_2)\,C & \\ & & & A\,(B_1+B_2) \end{vmatrix}$$

($n - 1$ *kol.*) zooals gemakkelijk blijkt.

Het is mogelijk deze determinant uit te werken, en zoo de oplossing van het probleem te vinden, in 't volgende zullen we echter het resultaat meer direct uit de oorspronkelijke vergelijkingen afleiden. We kiezen het geval van ∞ groote impedanties aan begin en eind (kortsluiting geeft zooals we zagen alleen frequenties, die tevens optreden in dit geval).

Aan de vergelijkingen

$$A\,V_{\nu-1} + (B_1 + B_2)\,V_\nu + D\,V_{\nu+1} = o$$

kunnen we voldoen, door te stellen

$$V_\nu = \Sigma\, e^{\omega t}\left(\alpha\, e^{k_1 \nu} + \beta\, e^{k_2 \nu}\right)$$

als e^{k_1} en e^{k_2} wortels zijn van de vergelijking

$$A + (B_1 + B_2)\,e^{k} + C\,e^{2k} = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Substitueeren we $V_\nu = \Sigma\, e^{\omega t}\left(\alpha\, e^{k_1 \nu} + \beta\, e^{k_2 \nu}\right)$ in de vergelijkingen (1) en (2), dan is:

voor $k_1 \neq k_2$

(1) $A\,V_{n-1} + B_1\,V_n = o$ of

$$\alpha\, e^{k_1 n}\left(A\,e^{-k_1} + B_1\right) + \beta\, e^{k_2 n}\left(A\,e^{-k_2} + B_1\right) = o$$

(2) $B_2\,V_o + C\,V_1 = o$ of

$$\alpha\left(B_2 + C\,e^{k_1}\right) + \beta\left(B_2 + C\,e^{k_2}\right) = o$$

Uit (1) en (2) volgt door deeling

$$\frac{e^{k_1 n}\left(Ae^{-k_1} + B_1\right)}{B_2 + Ce^{k_1}} = \frac{e^{k_2 n}\left(Ae^{-k_2} + B_1\right)}{B_2 + Ce^{k_2}}, \text{ en}$$

daar (4) geldt zoowel voor e^{k_1} als e^{k_2}

$$e^{k_1 n} = e^{k_2 n} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Eliminatie van k_1 en k_2 uit (4) en (5) geeft dan

$$\frac{\sqrt[n]{1}}{(1 + \sqrt[n]{1})^2}\,(B_1 + B_2)^2 = A\,C \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

$\sqrt[n]{1}$ heeft hier alle mogelijke waarden, behalve $+1$, omdat $k_1 \neq k_2$ verondersteld is.

De vergelijking (6) heeft natuurlijk dezelfde beteekenis als de determinant

$$\begin{vmatrix} (B_1 + B_2)\,C & & & \\ A & \ddots & & \\ & & \ddots & C \\ & & & A\,(B_1 + B_2) \end{vmatrix} (n - 1 \text{ kol}) = 0$$

Onderstellen we nu $k_1 = k_2 = k$.

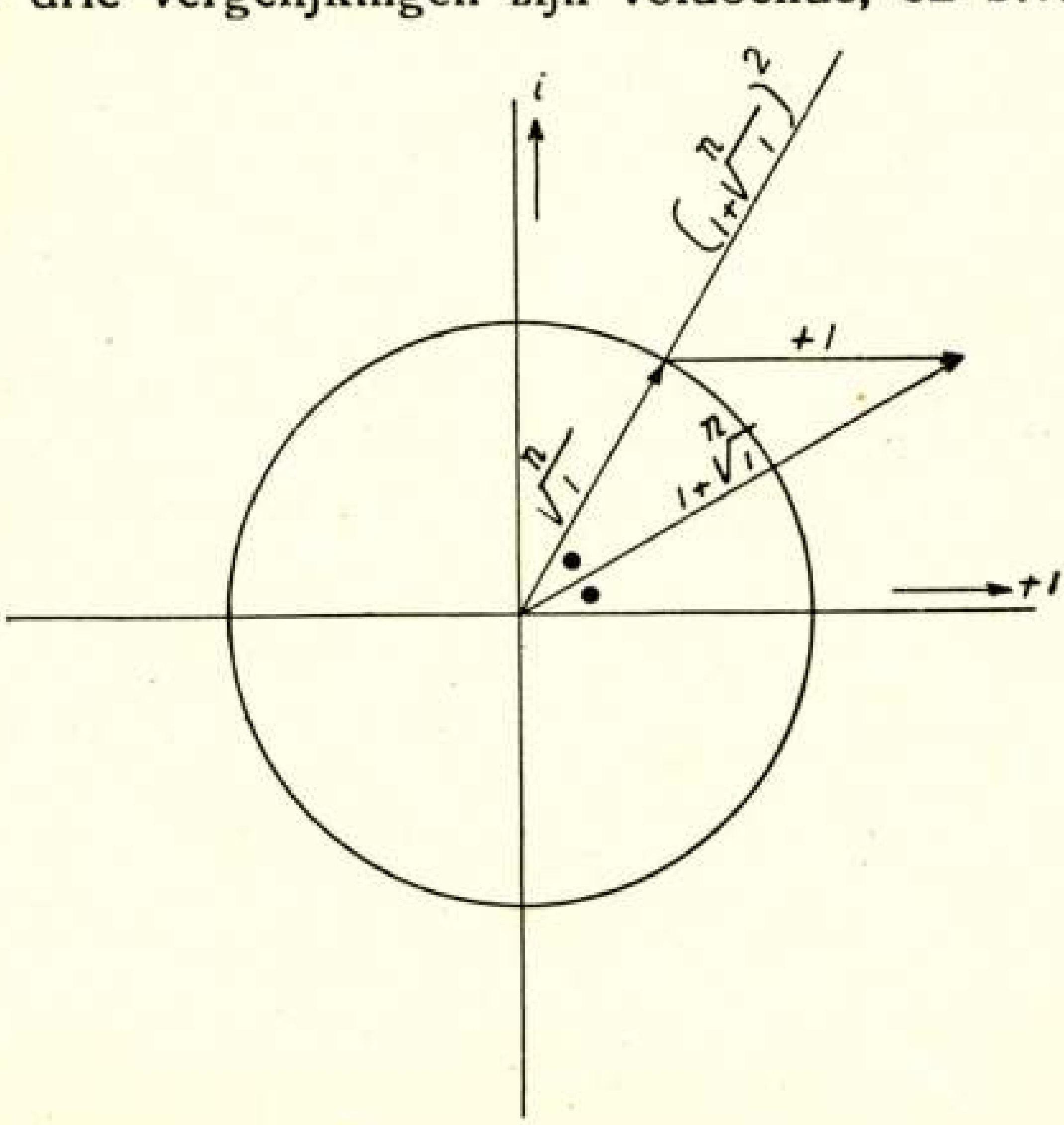
We hebben dan de drie vergelijkingen

$$Ae^{-k} + (B_1 + B_2) + Ce^{k} = 0 \qquad (3)$$

$$Ae^{-k} + B_1 \qquad\qquad = 0 \qquad (1)$$

$$B_2 + Ce^{k} = 0 \qquad (2)$$

Twee der drie vergelijkingen zijn voldoende, en b.v. (1) en (2)



geven de oplossing $\begin{vmatrix} A & B_1 \\ B_2 & C \end{vmatrix} = o$ of $B_1 B_2 = A C$ gelijk vroeger gevonden werd.

Resumeerende worden de mogelijke oplossingen gegeven door

1°. $\dfrac{\sqrt[n]{1}}{(\sqrt[n]{1}+1)^2}(B_1+B_2)^2 = AC$, waarbij $\sqrt[n]{1}$ alle n waarden kan hebben, behalve $\sqrt[n]{1}=1$. (Deze oplossing geldt zoowel voor open ketens als voor kortsluiting). De hier optredende factor $\dfrac{\sqrt[n]{1}}{(1+\sqrt[n]{1})^2}$ is steeds positief reëel, zooals uit het figuurtje blijkt, en gemakkelijk afgeleid kan worden door $\sqrt[n]{1} = \cos\varphi + i \sin\varphi$ te stellen, we hebben dan n.l.

$$\frac{\sqrt[n]{1}}{(1+\sqrt[n]{1})^2} = \frac{1}{2(1+\cos\varphi)}.$$

2°. $B_1 B_2 = A C$ (alleen voor open ketens).

Versterker met afgestemde kringen.

Ter wille van de overzichtelijkheid kiezen we de koppelcondensator $C_k \sim$ groot, we nemen dus hierbij aan, dat frequenties ontstaan, waarvoor deze verwaarloozing toelaatbaar is.

Dan is $A = S - \omega C_a$

$$B_1 = \frac{1}{r} + \omega C_a \text{, waarbij } \frac{1}{r} = \frac{1}{r_i} + \frac{1}{r_u}$$

$$B_2 = \frac{1}{R} + \omega C_a + \omega C_r + \frac{1}{\omega L}$$

$$C = -\omega C_a$$

De afgestemde kringen zijn alle gelijk en bestaan uit de zelfinductie L en capaciteit C_r, terwijl de weerstand opgenomen is in R, dus gedacht is als een weerstand parallel aan de kring.

De oplossing $B_1 B_2 = A C$ geeft in dit geval aanleiding tot de vergelijking

$$a_o \omega^3 + a_1 \omega^2 + a_2 \omega + a_3 = o.$$

$$a_0 = L C_r C_a$$

$$a_1 = L \left\{ \frac{C_r}{r} + C_a \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R} + S \right) \right\}$$

$$a_2 = \frac{L}{rR} + C_a$$

$$a_3 = \frac{1}{r}$$

Daar alle coëfficiënten positief zijn, is het nog slechts noodzakelijk dat $a_1 a_2 - a_0 a_3 > 0$ is (Hurwitz), om geen oplossingen met positief reëel gedeelte te hebben. Door substitutie blijkt onmiddellijk, dat deze voorwaarde steeds vervuld is.

De eenige mogelijkheid tot instabiliteit blijkt dus uit de oplossing 1°, dus

$$\frac{\sqrt[n]{1}}{(1+\sqrt[n]{1})^2}(B_1+B_2)^2 = A\,C \text{ te moeten volgen.}$$

Deze vergelijking geeft een 4e graadsvorm in ω, en de eenige voorwaarde voor stabiliteit, die hier niet voor iedere waarde der constanten vervuld is, is

$$2\gamma\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{R}\right)^2\left[S C_a L\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{R}\right)+2\gamma L\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{R}\right)^2(C_r+2C_a)+2C_a^2\right]-S^2 C_a^2>0$$

waarbij $\gamma = \frac{\sqrt[n]{1}}{(1+\sqrt[n]{1})^2}$

Hoe groot het aantal trappen n ook is, $\gamma = \frac{\sqrt[n]{1}}{(1+\sqrt[n]{1})^2}$ blijft steeds $> \frac{1}{4}$. Wanneer we dus $\gamma = \frac{1}{4}$ stellen, krijgen we de voorwaarde, dat de toestand stabiel is, hoeveel trappen we ook bijschakelen. Deze voorwaarde luidt:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{R}\right)^2\left[S C_a L\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{R}\right)+\frac{1}{2}L\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{R}\right)^2(C+2C_a)+2C_a^2\right]-S^2C_a^2>0.$$

Kiezen we hier voor S, L, C, r en R gebruikelijke waarden voor $\lambda = 2000\ m$, dan moet $C_a < 10^{-13}\ F$ zijn. Voor $n = 3$ is $\gamma = +1$, en zou $C_a < 4 \times 10^{-13}\ F$ moeten zijn.

We kunnen dus concludeeren, dat althans voor dit eenvoudige geval, waarbij alle kringen dezelfde afstemming hebben, de neiging tot oscilleeren bijna niet toeneemt door het bijplaatsen van meer trappen dan b.v. 2 of 3. Dat dit in de praktijk toch groote moeilijkheden oplevert, vindt dan ook meer zijn oorzaak in koppelingen, die eenige trioden overslaan en daardoor veel grooter effect hebben.

Natuurkundig Laboratorium
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

Korte Golfzenders in het algemeen en die voor de verbinding Nederland—Curaçao in het bijzonder

DOOR

G. SCHOTEL

Het opwekken van korte golven zonder meer is niet moeilijk; integendeel in sommige gevallen moeten bijzondere maatregelen worden getroffen om het optreden daarvan tegen te gaan bij zenders welke voor lange golven bedoeld zijn.

Het is algemeen bekend, dat b.v. in zenders, welke met parallel geschakelde trioden zijn uitgerust, heel licht golflengten van de orde van grootte van één of enkele meters ontstaan.

Als gevolg van het geringe rendement waarmede de omzetting van de toegevoerde energie in hoogfrequenten wisselstroom in het algemeen geschiedt, zijn zij minder geschikt voor het tot stand brengen van een kortegolfverbinding. Bijna alle toegevoerde energie gaat verloren in de triode, wat deze laatste dikwijls heel slecht verdraagt.

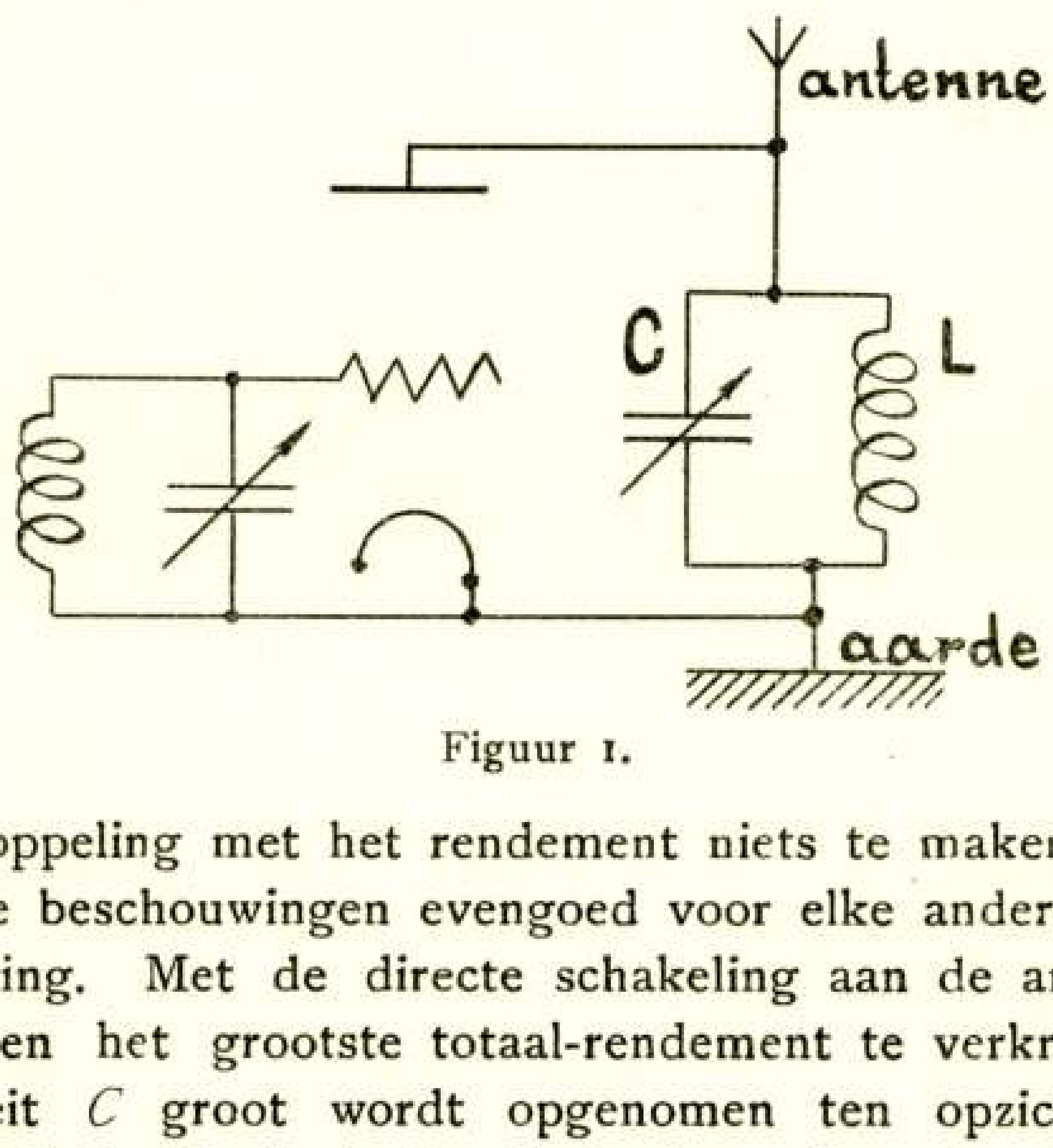
Doch ook indien men doelbewust een kortegolfzender gaat bouwen, blijkt, dat het rendement naar de kortere golven afdalende, steeds kleiner wordt. Hierbij zij reeds dadelijk opgemerkt, dat een goed rendement niet alleen van belang is met het oog op de energie-besparing. Het energieverbruik speelt trouwens bij de gebruikelijke betrekkelijk geringe vermogens niet zoo'n groote rol. Een beter rendement beteekent echter bovendien een kleiner type zendlamp voor een bepaald antennevermogen en in het algemeen dus een kleiner type zender met bijbehooren en minder onderhoudskosten. Bij transportabele zenders heeft men daarbij nog het voordeel van gewichts- en ruimtebesparing.

Om te beginnen zal ik in het kort trachten aan te toonen, dat het bij de gebruikelijke wijze van het opwekken van hoogfrequente trillingen door middel van een triode, onmogelijk is beneden een bepaalde golflengte af te dalen zonder dat het totale rendement

$\left(\text{waaronder is te verstaan: } \frac{\text{Antennevermogen}}{\text{toegevoerd gelijkstroomvermogen}}\right)$ al te veel daalt.

I. *Directe Schakeling.* (antenne maakt deel uit van den anodekring: zie onderstaand schema, fig. 1). In dit schema — het z.g. Huthschema volgens patent van Dr. Huth-Kühn — geschiedt de terugkoppeling van anode- op roosterkring *uitsluitend* door middel van de inwendige koppeling tusschen rooster en anode.

Vooral bij de korte golven verdient deze wijze van terugkoppeling de voorkeur, omdat de inwendige koppeling tusschen rooster en anode steeds aanwezig is. Maakt men *uitsluitend* van deze koppeling gebruik, dan overziet men gemakkelijk wat men doet en voorkomt onverwachte complicaties waardoor de lampen soms sneuvelen of extra verliezen ontstaan. Overigens heeft de wijze



Figuur 1.

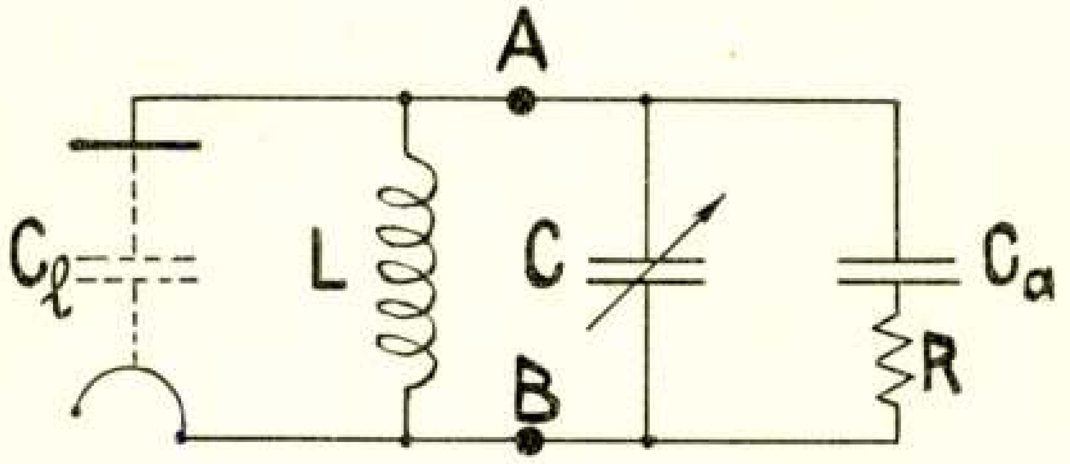
van terugkoppeling met het rendement niets te maken, en gelden de volgende beschouwingen evengoed voor elke andere wijze van terugkoppeling. Met de directe schakeling aan de antenne is in het algemeen het grootste totaal-rendement te verkrijgen, tenzij de capaciteit C groot wordt opgenomen ten opzichte van de antennecapaciteit C_a, doch dan is de koppeling tusschen zender en antenne ook niet meer als vast te beschouwen. Ook bij zenders, waarbij de antennekring inductief is gekoppeld aan den anodekring gaat steeds een gedeelte van het vermogen in den tusschenkring verloren.

Is de antennecapaciteit voor de beschouwde golflengte C_a en de inwendige capaciteit van de triode C, dan is, indien R den antenneweerstand voorstelt en $\frac{1}{\omega C} >> R$, met groote benadering:

$$\lambda = 2\pi \sqrt{L(C + C_a + C_i)}$$

Onder C_l is daarbij te verstaan de capaciteit tusschen anode en kathode, welke de resultante is van de werkelijke capaciteiten en den invloed van den roosterketen bij de beschouwde frequentie. Bij goede instelling is deze invloed echter niet groot.

Het rendement van de triode als omzetter van gelijk- in wisselstroom $\left\{\frac{\text{output}}{\text{input}}\right\}$ hangt af van de totale impedantie (Z) tusschen anode en kathode (de punten A en B in fig. 2) bij resonantie. In plaats van de antenne in fig. 1, is in fig. 2 een capaciteit C_a in serie met een weerstand R geteekend.



Figuur 2.

Door op de bekende wijze de som van de admittanties te bepalen en deze som in een reëel en imaginair gedeelte te splitsen kan gemakkelijk worden gevonden:

$$Z = \frac{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C_a^2}}{R}$$

Hierin is ω de cirkelfrequentie bij resonantie. Met groote benadering is:

$$\omega^2 = \frac{1}{L(C_l + C + C_a)}$$

zoodat:

$$Z = R + \frac{L(C_l + C + C_a)}{R\, C^2_a}$$

of, daar R te verwaarloozen is ten opzichte van den tweeden term wordt:

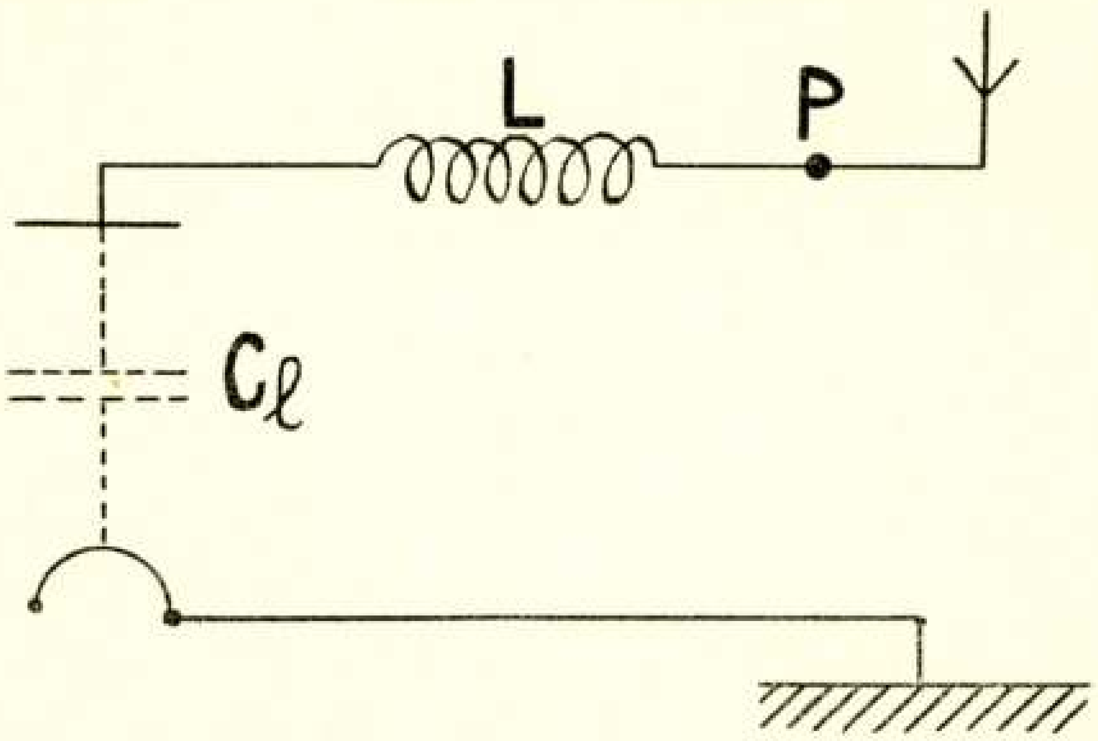
$$Z = \frac{L(C_l + C + C_a)}{R\, C^2_a}$$

Om een behoorlijk rendement te verkrijgen mag Z niet te klein zijn. In elk geval is het steeds verkeerd Z beneden den inwendigen weerstand van de triode, in genereerenden toestand te laten dalen (Eng. A. C. resistance).

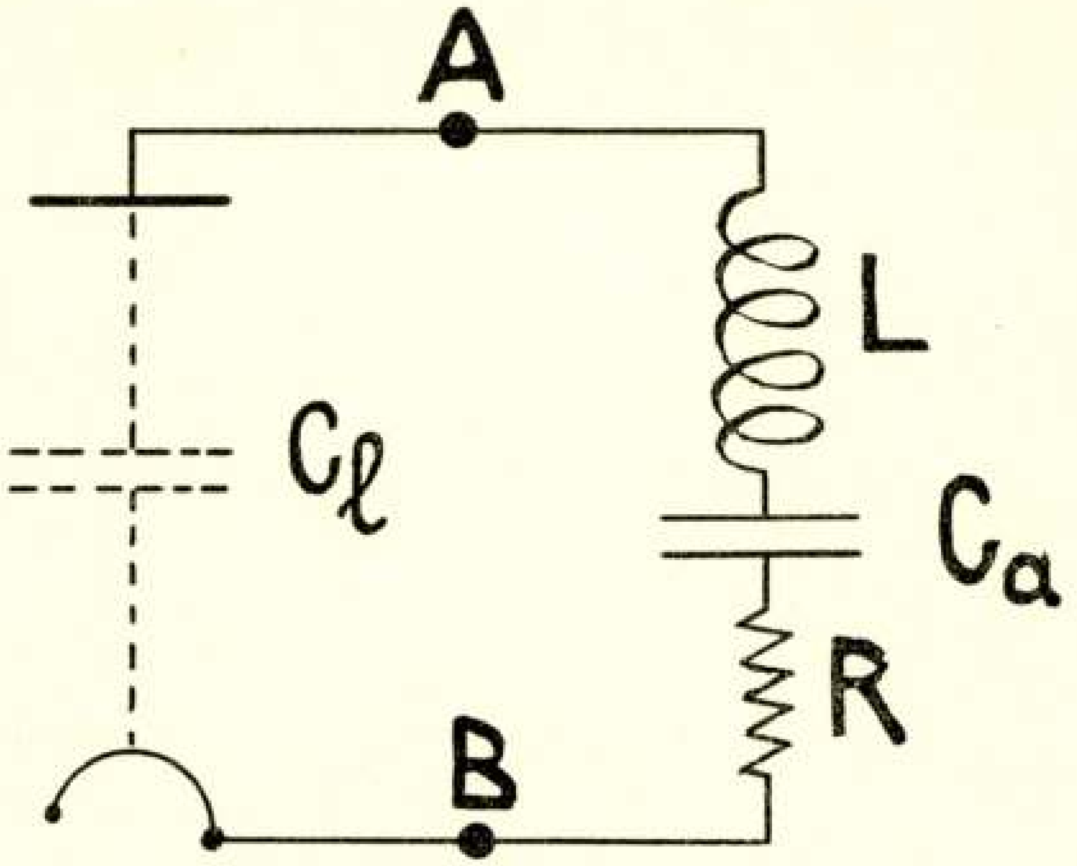
Om de golflengte te verkorten kan L of C worden verkleind.

In beide gevallen daalt het rendement tenzij men de antenne gaat verkorten. Hiermede gaat echter ook de straling achteruit, hetgeen juist niet de bedoeling is. Het beste is nog in de eerste plaats C te verkleinen en verder C_a voor zoover dit voor het behoud van het rendement noodig is.

Is ten slotte $C = O$ geworden, dan kan een verdere verkorting van de golf nog slechts gevonden worden in het verder verkorten van de antenne of in het plaatsen van een capaciteit in serie met de antenne.



Figuur 3.



Figuur 3a.

Wordt de antennecapaciteit zeer klein (van de orde van grootte van C_l) dan is het duidelijk, dat er niet veel meer van de straling overblijft en het grootste deel van het vermogen in den zender zelf verloren gaat.

Zelfs voor $C_a = O$ heeft men nog een golflengte: $2\pi\sqrt{L C_l}$. Toch is het mogelijk deze of zelfs kleinere golflengten te ver-

krijgen bij het gebruik van een willekeurige antenne en zonder seriecapaciteit indien de zelfinductie L wordt geschakeld als in fig. 3.

De golflengte wordt dan (zie fig. 3a):

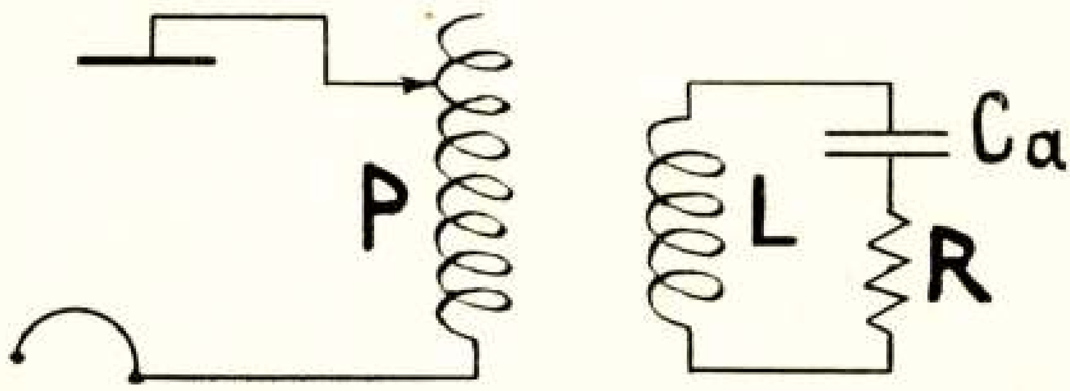
$$\lambda = 2\pi \sqrt{L \frac{C_a C_l}{C_a + C_l}}$$

of als: $C_a >> C_l$ wordt $\lambda = 2\pi \sqrt{L C_l}$ en $Z = \frac{L}{R C_l}$

Wordt nu wederom een capaciteit (C) in serie met de antenne geschakeld (in fig. 3. in punt P) dan kan men de golflengte nog verder verkleinen.

Bepaalt men nu weer de impedantie tusschen de punten A en B dan blijkt dat in deze schakeling het verkleinen van C dezelfde invloed heeft op Z als het verkleinen van L, n.l. een vermindering.

Dit is ook duidelijk als men bedenkt, dat de C ditmaal is opgenomen in den tak, welke de zelfinductie bevat, zoodat men evengoed L had kunnen verminderen met als gevolg een kleinere impedantie Z.



Figuur 4.

Tenslotte is er nog een bekende methode om het rendement te regelen, welke het beste bij de directe schakeling kan worden gerangschikt. Doch ook met deze methode komt men er bij de korte golven niet. Het schema is voorgesteld in fig. 4.

Hierbij wordt de zelfinductie L vastgekoppeld met een tusschen-anode en gloeidraad verbonden spoel P welke met voordeel om de spoel L kan worden gelegd. Het aantal windingen van P wordt nu zoodanig geregeld, dat het gewenschte rendement optreedt. Berekent men de golflengte en de impedantie van deze schakeling, dan vindt men, als de spreiding wordt verwaarloosd:

$$\lambda = 2\pi \sqrt{l_o \left(C_l + \frac{C_a}{u^2}\right)}$$

en als bovendien:

$$C_l << \frac{C_a}{u^2} \text{ dan } Z = \frac{l_o}{C_a R} \text{ en } \lambda = 2\pi \sqrt{\frac{l\, C_a}{u^2}}$$

Hierin is l_o de zelfinductie van P en u de verhouding van het aantal windingen van P tot dat van L.

Wordt het aantal windingen van P niet veranderd (l_o constant) doch dat van L geregeld, dan volgt uit deze laatste formules, dat de golflengte kan worden gewijzigd zonder dat het rendement verandert [1]).

Tevens blijkt echter, dat u voor de korte golven groot zal moeten worden genomen. Het gevolg daarvan is, dat C_l niet meer ten opzichte van $\frac{C_a}{u^2}$ kan worden verwaarloosd, zoodat voor de golflengte moet worden geschreven

$$\lambda = 2\pi \sqrt{l_o C_l + \frac{l_o C_a}{u^2}}.$$

Hieruit volgt, dat men met de golflengte niet verder naar beneden kan gaan dan bij het eenvoudige schema volgens fig. 3, zelfs indien $\frac{C_a}{u^2}$ nul wordt. Zoover kan men echter niet gaan omdat er voor $\frac{C_a}{u^2} = 0$ géén stroom in de antenne vloeit.

Resumeerende kan dus worden gezegd, dat men in elk geval tot een golflengte komt, waarbij Z *moet* afnemen. Bovendien zal de weerstand R, die tot nog toe constant is gedacht, in het algemeen toenemen, naarmate de golflengte korter wordt, waardoor Z nog meer zal afnemen.

Indien men op de gewone wijze tewerk gaat, is het onmogelijk bij een directen zender beneden een bepaalde golflengte te gaan, zonder dat het rendement slecht wordt. Wel kan men het rendement van de triode als zoodanig op peil houden door een zeer kleine antenne te nemen, doch dan blijft er niet veel over van de straling en wordt het totale rendement toch slecht.

Een compromis is dan nog het beste; er zal een bepaalde

---

[1]) In de praktijk gaat men gewoonlijk omgekeerd te werk en wordt alleen P geregeld. Stel men heeft daarbij de gewenschte golflengte ingesteld bij $u = 1$; de zelfinductie van de spoel P zij daarbij L_o. Gaat men daarna het aantal windingen van P wijzigen, dan verandert de zelfinductie van P bij benadering met u^2 zoodat: $l_o = u^2 L_o$ of $Z = \frac{u^2 L_o}{R\, C_a}$ en $\lambda = 2\pi \sqrt{L_o C_a}$.

Bij benadering verandert de golflengte dus niet, terwijl de impedantie kan worden geregeld. Bij het verkorten van de golflengte moet L_o kleiner worden genomen en voor een behoorlijk rendement u dus grooter, zoodat tenslotte C niet meer is te verwaarloozen ten opzichte van $\frac{C_a}{u^2}$.

antenne (weerstand en capaciteit) gevonden kunnen worden, waarbij de verhouding $\frac{\text{antenne vermogen}}{\text{toegevoerd vermogen}}$ het gunstigst wordt.

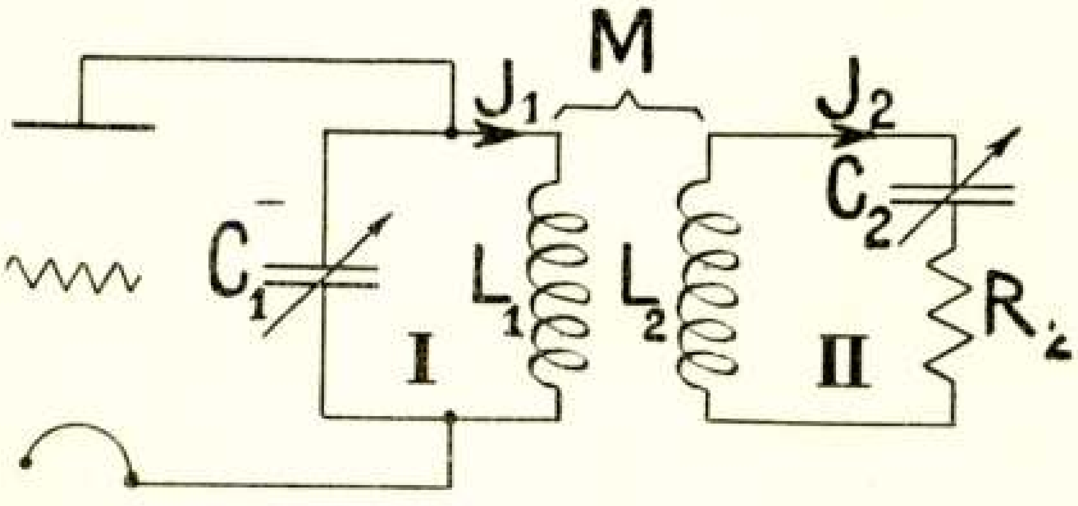
Bij den zender van het Technisch Bureau van het Departement van Koloniën te Den Haag met een Amerikaansche 250 Watt-lamp als triode kan men met de directe schakeling zonder meer (volgens fig. 3) tot rond 50 meter gaan, voordat het rendement beneden 50% daalt.

Om een golflengte van ca 16 meter uit te zenden zou L 10 × kleiner moeten worden genomen, met het gevolg, dat het rendement tot een paar procent zou dalen.

Op het eerste gezicht schijnt het, dat de indirecte schakeling (d.w.z. met tusschenkring) hier uitkomst geeft.

Toch is dit slechts in zekere mate het geval, hetgeen hieronder nader wordt uiteengezet.

II. *Indirecte schakeling.*



Figuur 5.

Heeft men twee zóó los gekoppelde kringen *I* en *II*, dat de terugwerking van *II* op *I* kan worden verwaarloosd en zijn deze beide kringen op dezelfde golflengte afgestemd, dan is:

$$J_2 R_2 = J_1 \omega M.$$

Wenscht men een antennevermogen van W watts, dan is:

$$J_2 = \sqrt{\frac{W}{R_2}} \text{ en } J_1 = \frac{\sqrt{W R_2}}{\omega M}.$$

Stel den schijnbaren weerstand, welke men zich in *I* moet denken als gevolg van het leveren van W watts in II $= R'_1$ dan is:

$$J_1^2 R'_1 = W = \frac{W R'_1 R_2}{\omega^2 M^2} \text{ of } R'_1 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2}.$$

Hieruit volgt, dat de tusschen anode en kathode van de triode

geschakelde impedantie $Z = \frac{L_1}{(C_l + C_1) R'_1}$, ook bij korte golven, voldoende groot kan worden gemaakt door M klein genoeg te nemen.

Door middel van de koppeling heeft men het dus in de hand een gunstig „trioderendement", d.w.z. de verhouding van de aan de klemmen van de triode afgeleverde hoogfrequente energie tot de toegevoerde gelijkstroomenergie, te verkrijgen.

Dit wil echter niet zeggen, dat daarbij ook het totale rendement goed is.

De primaire kring is niet verliesvrij. Bij de R'_1 komt nog een verliesweerstand R_1 die vooral bij de korte golven moeilijk klein is te houden.

De verliezen in I zijn: $J_1^2 R_1$.

Boven is gevonden: $J_1 = \sqrt{\frac{W R_2}{\omega^2 M^2}}$.

De verliezen worden dus: $R_1 W \frac{R_2}{\omega^2 M^2}$ Watt

of uitgedrukt in $^0/_0$ van het nuttig vermogen:

$$100 R_1 \frac{R_2}{\omega^2 M^2}.$$

Een vergrooting van het „trioderendement" door verzwakking van de koppeling beteekent dus tevens een vergrooting van de verliezen in den tusschenkring.

Aangezien het verkleinen van ωM beteekent het verkleinen van de verliezen in de triode, doch tevens het vergrooten daarvan in den tusschenkring, is het duidelijk dat voor een gegeven triodezender, antenne en golflengte, een waarde van M kan gevonden worden, waarbij het *totaal*rendement het grootst is.

Hoe groot dit rendement, waarboven men nimmer kan gaan, zal zijn, hangt verder af van R_1 en R_2.

In het algemeen nemen R_1 en R_2 toe en moet ωM beneden een bepaalde grens afnemen naarmate de golflengte korter wordt en neemt het totaalrendement dus steeds af. Men bedenke hierbij, dat men met C_1 en C_2 niet beneden een bepaalde grens kan gaan, zoodat tenslotte L_1 en L_2 en daarmede M zeer klein moet worden.

Tenslotte komt men aan een grens, waarbij *het onmogelijk is door middel van de regeling van de koppeling een behoorlijk totaalrendement te verkrijgen.*

Er blijkt nog iets anders.

Tracht men nl. een tusschenkringtriodezender voor steeds kortere

golven zoo gunstig mogelijk in te stellen, dan moet de koppeling steeds vaster worden gekozen wil men niet, dat in den tusschenkring vrijwel alle energie verloren gaat en er nagenoeg niets meer in de antenne terecht komt. Als voorbeeld is hier gekozen de tusschenkring-triodezender met inductieve koppeling omdat deze soort koppeling vrijwel uitsluitend wordt toegepast. Bij een capacitieve koppeling komt men echter tot hetzelfde resultaat hetgeen in verband met het voorgaande zonder meer zal worden ingezien.

Het gevolg is verder, dat de terugwerking van kring *II* op *I* steeds sterker wordt, waardoor ook de *voordeelen* van een zender met tusschenkring, als golflengteconstantheid bij een slingerende antenne, geheel verloren gaan.

Bovendien is dan de bovenstaande afleiding niet meer geldig en gaat de windingsverhouding van de gekoppelde spoelen steeds grooter rol spelen.

Resumeerende komt men in het kort tot het volgende. Bij het afdalen tot de kortere golven is het bij de directe schakeling onmogelijk de aan de triode geschakelde impedantie (met inbegrip van de capaciteit van de triode) beneden een zekere grens voldoende groot te maken om een goed rendement van de triode als omzetter van gelijk- in wisselstroom te verkrijgen. Bij de indirecte schakeling is dit wel mogelijk, doch als gevolg van de groote verliezen in den tusschenkring slechts ten koste van het totaalrendement, waaronder is te verstaan de verhouding uitgestraald vermogen tot toegevoerd vermogen aan de anode van de triode. In beide gevallen dus een slecht totaal-rendement hetgeen een grooteren en zwaarderen zender, meerdere onderhouds- en bedrijfskosten beteekent.

Indien het mogelijk is den verbruiksweerstand, b.v. de antenne, een betrekkelijk kleinen weerstand te geven, dan zal men ook met de gebruikelijke zendertypen tot vrij korte golven kunnen afdalen zonder dat het rendement te klein wordt, doch dan heeft men nagenoeg geen straling meer en vervalt één van de voordeelen van het gebruik van korte golven nl. het groote antenne-rendement.

Thans zijn wij gekomen tot de behandeling van de korte golfzenders, zooals die in samenwerking met mijn broer zijn ontwikkeld en waarbij zonder bezwaar ook op de golven onder de tot nog toe gebruikelijke een goed rendement kan worden verkregen. Ik moet er hierbij opmerkzaam op maken, dat op de werkwijze bij deze zenders toegepast (resp. op de zenders zelve)

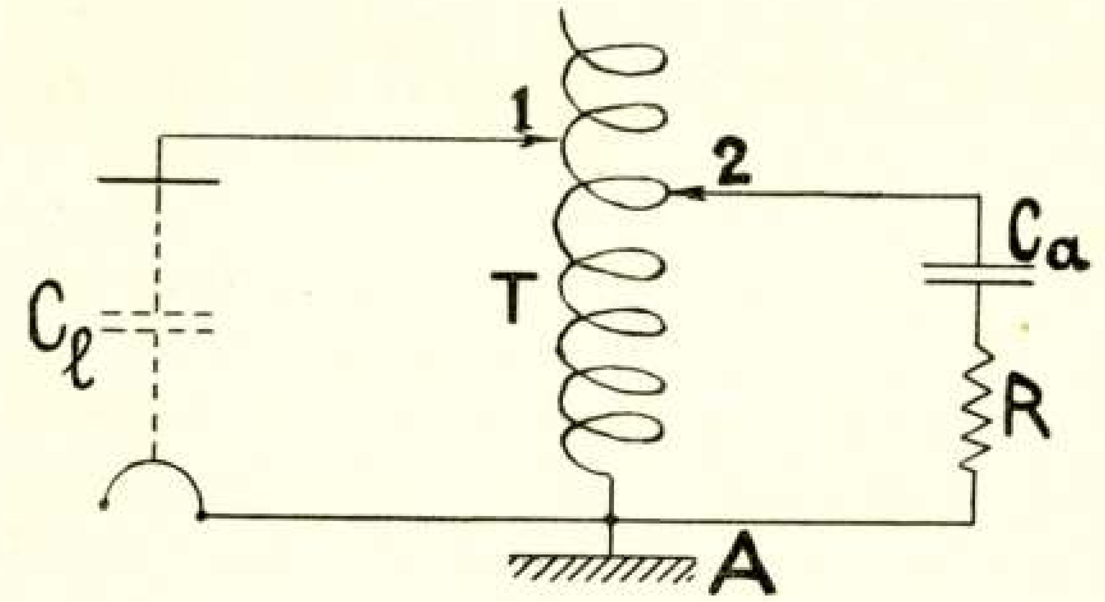
door mij octrooi is aangevraagd in verschillende landen. In enkele landen o.a. in Nederland is de octrooiaanvrage reeds openbaar gemaakt.

Ter inleiding het volgende:

De moeilijkheid bij het opwekken van korte golven bestaat bij den directen zender, en ten slotte ook bij den indirecten zender, zooals in het voorgaande is uiteengezet, daarin, dat het niet mogelijk is de aan de triode geschakelde impedantie (met inbegrip van de capaciteit van de triode) beneden een zekere golflengte voldoende groot te maken om een goed rendement te verkrijgen.

Een met de directe schakeling vergelijkbaar geval heeft men bij een normalen wisselstroomgenerator, waarbij de generator voor bijv. 6.000 Volt en de verbruikstoestellen voor 220 Volt zijn gebouwd.

In zoo'n geval past men de uitwendige impedantie van de verbruikstoestellen aan, aan de impedantie van den generator door tusschen-schakeling van een transformator, d.w.z. generator en verbruikstoestellen worden zoo vast mogelijk gekoppeld en de uitwendige impedantie wordt bepaald door de impedantie van de verbruikstoestellen en de windingsverhouding van den transformator.



Figuur 6.

Er is echter een belangrijk verschil:

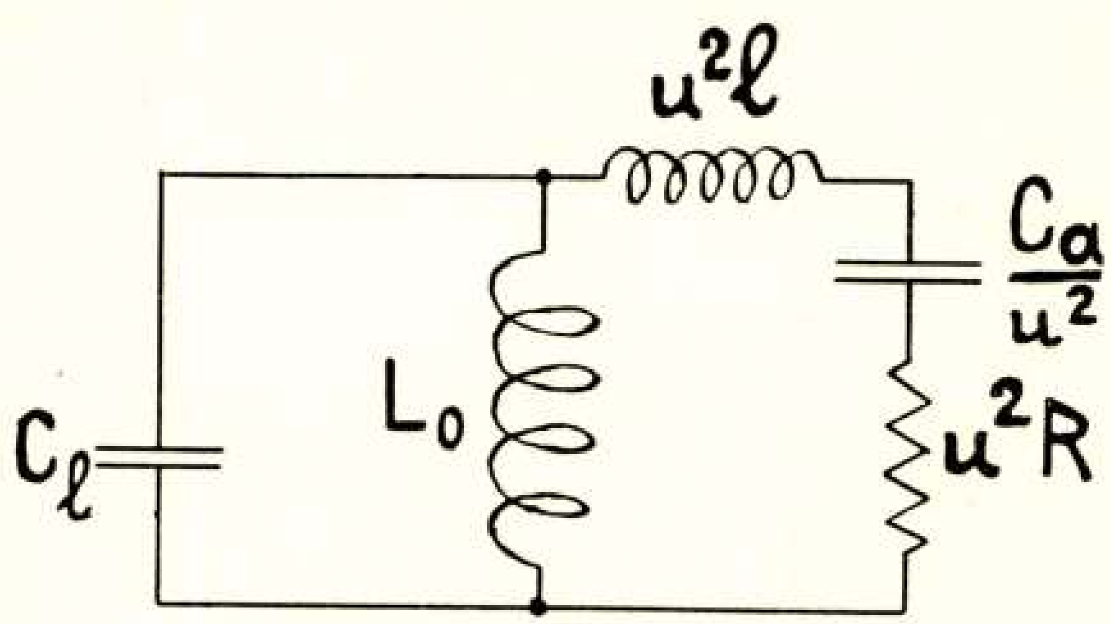
Het periodental van den gewonen generator hangt af van het toerental van de aandrijvende machine en heeft men dus in de hand, onafhankelijk van de uitwendig aan den generator verbonden keten; de frequentie waarop de triode in trilling komt, wordt daarentegen juist bepaald door de aan de triode geschakelde ketens.

Gesteld nu dat een transformator wordt geschakeld tusschen triode en verbruiksketen b.v. een antenne, die verder gemakshalve wordt gedacht te bestaan uit een constante capaciteit C_a in serie met een weerstand R.

Kiest men hiervoor een autotransformator, hetgeen in het algemeen wel aanbeveling verdient, dan ontstaat nevenstaande schakeling. Verder wordt onder W_1 verstaan het aantal primaire windingen tusschen *1* en *A*; W_2 het aantal secundaire windingen tusschen *2* en *A*.

In de eerste plaats is het van belang, te weten met welke frequentie de triode in trilling kan komen.

In het algemeen zal dit zijn de eigen frequentie van den anodekring. In dit geval heeft men echter een samenstel van twee kringen, die vastgekoppeld zijn met elkaar en die zoodoende twee ver uit elkaar liggende eigenfrequenties hebben. Strikt genomen heeft men door de koppeling van anode- met roosterketen te doen met meerdere kringen en dus ook met meerdere frequenties. Bij een juiste instelling van den zender is deze laatstbedoelde koppeling echter zwak, zoodat de daardoor mogelijke frequenties althans voorloopig buiten beschouwing kunnen blijven.



Figuur 7.

Rekent men de beide mogelijke frequenties uit, dan ontstaat een gecompliceerde en weinig overzichtelijke uitdrukking. Wordt echter aangenomen dat de transformator geen spreiding (100 %) koppeling) heeft en dat in plaats daarvan een kleine zelfinductie (l) in den antennekring wordt aangebracht en wordt verder verondersteld, dat $C_a >> u^2 C_l$ (waarin $u = \frac{W_1}{W_2}$) en dat de transformator geen verliezen en een te verwaarloozen eigen capaciteit heeft, dan vindt men indien L_o de nullast-zelfinductie van den transformator voorstelt,

$$\nu_1 = \frac{1}{2\pi u \sqrt{l\,C_l}} \quad \text{en} \quad \nu_2 = \frac{u}{2\pi \sqrt{L_o\,C_a}}$$

waarbij $\nu_1 >> \nu_2$.

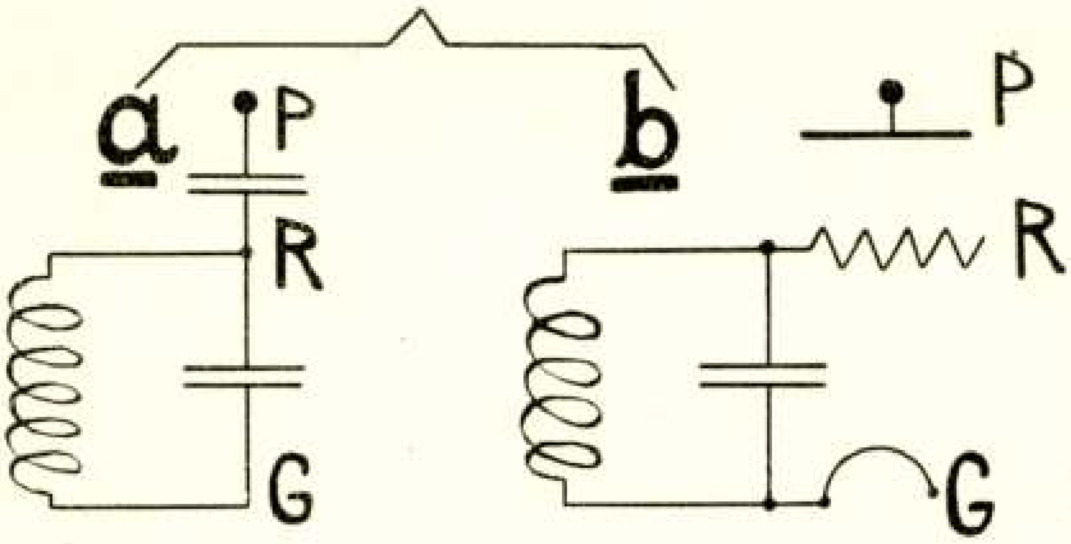
Aan de hand van nevenstaand vervangingsschema is een en ander gemakkelijk in te zien.

Voor de groote frequentie ν_1 beteekent L_o een zeer grooten inductieven weerstand parallel aan de beide andere takken, zoodat L_o een te verwaarloozen invloed uitoefent, terwijl C_a een zeer kleinen weerstand geeft in serie met $u^2 l$ en R, zoodat C_a vervangen kan worden gedacht door een draad. Zoodoende wordt ν_1 bepaald door C_l en $u^2 l$.

Bij de kleine frequentie ν_2 daarentegen kan C_l tegenover C_a worden verwaarloosd en beteekent l niet veel meer dan een doorverbinding.

Uit de formule voor ν_1 blijkt al, dat men u kleiner moet nemen naarmate een kortere golf wordt verlangd.

Of de triode zal gaan genereeren en in welke van de beide frequenties dat zal zijn, hangt af van den roosterkring. De roosterkring bestaat uit de roostercapaciteit, al dan niet met een daaraan uitwendig parallel geschakelden condensator en een zelfinductie (fig. 8b). Zal de triode met een gegeven frequentie gaan genereeren, dan is het noodig dat de spanning bij die frequentie tusschen de punten R en G in nevenstaande figuur voldoende groot is en tegengesteld in phase aan de spanning tusschen anode en kathode.



Figuur 8.

Aan deze laatste voorwaarde wordt voldaan als de roosterkring (met inbegrip van de roostercapaciteit) een eigen golflengte heeft, welke iets kleiner is als de golflengte waarop het toestel in trilling komt.

Gesteld b.v.: $\nu_1 = 10^7$ per sec. ($\lambda_1 = 30$ Meter)
en $\nu_2 = 5 \times 10^5$ „ „ ($\lambda_2 = 600$ Meter)

Men stelt den roosterkring dan in op een golflengte onder 30 Meter. Hoe dichter men komt bij 30 Meter, des te grooter wordt de roosterspanning — dus de „terugkoppeling". Gaat men boven de 30 Meter dan keert de phase van de roosterspanning om en is verder genereeren op 30 Meter golflengte onmogelijk.

Genereeren op 600 Meter treedt niet op bij deze instelling omdat de eigen golflengte van den roosterkring te ver onder de 600 Meter ligt, zoodat de roosterspanning te laag wordt; de kleine zelfinductie in den roosterkring beteekent voor de 600 Meter-golf vrijwel een kortsluiting tusschen gloeidraad en rooster.

Hierbij dient nog eens te worden opgemerkt, dat het niet noodzakelijk, doch wel wenschelijk is, dat uitsluitend gebruik gemaakt wordt van de inwendige koppeling tusschen rooster en anode.

Om nu te weten hoe het staat met het rendement is het noodig Z uit te rekenen.

Onder dezelfde voorwaarden als boven voor de frequentie genoemd wordt, zooals ook uit het vervangingsschema is af te leiden:

$$Z = \frac{l}{C_l R}.$$

Nu is: $\lambda_1 = 2 \pi u \sqrt{l C_l}$.

Uit deze beide formules blijkt, dat het mogelijk is elke gewenschte golflengte in te stellen door middel van de windingsverhouding zonder dat het rendement verandert. Voor de kortere golven moet u kleiner dan 1 worden genomen.

Gesteld men heeft een zender ingesteld op een bepaalde golflengte, bij een goed rendement, dan heeft men in dit ideale geval slechts een enkel contact evenredig te verplaatsen nl. (1) in fig. 5 om alle andere golflengten met behoud van dat rendement in te stellen.

In de werkelijkheid gaat het niet zóó eenvoudig, omdat het bovenstaande slechts geldt, indien de verschillende voorwaarden zijn vervuld, hetgeen in de praktijk slechts bij benadering het geval is. Vooral omdat het voor de hooge frequenties niet wel mogelijk is een transformator met weinig of geen spreiding te bouwen, en omdat de niet te verwaarloozen spreiding bovendien nog afhankelijk is van de windingsverhouding, is de juiste instelling moeilijk vooraf te bepalen en doet men het beste zuiver experimenteel te werk te gaan. De kleine zelfinductie l kan dan desgewenscht worden weggelaten; inplaats hiervan komt dan de spreiding, zoodat l veranderlijk wordt. Doch ook indien de eigen capaciteit van de spoel een rol gaat spelen is de instelling experimenteel niet moeilijk.

Een belangrijk houvast bij de geteekende eenvoudige schakeling heeft men in het feit, dat de windingsverhouding $\frac{W_1}{W_2} = u$

steeds kleiner moet worden genomen, naarmate een kortere golflengte wordt gewenscht en wel ongeveer evenredig.

Dit moge als volgt nader worden uiteengezet:

Gesteld men heeft een bepaalde triode waarvan dus C_l gegeven is, terwijl uitwendig geen capaciteit parallel is aangebracht.

Wenscht men een golflengte λ, dan is het noodig, dat de totale op primair gereduceerde zelfinductie (l') een waarde heeft, welke voldoet aan de vergelijking: $\lambda = 2\pi\sqrt{l' C_l}$.

Onder l' is daarbij te verstaan de eventueel in den antennekring geschakelde zelfinductie en de secundaire spreiding vermenigvuldigd met u^2 en vermeerderd met de eventueel in den primairen kring geschakelde of aanwezige zelfinductie.

l' ligt dus vast, terwijl als R' de op primair gereduceerde weerstand is, de voor het rendement maatgevende impedantie Z wordt bepaald door de formule:

$$Z = \frac{l'}{C_l R'}.$$

Om het gewenschte rendement te verkrijgen moet Z een bepaalde waarde hebben en is dus ook R' bepaald door de formule voor Z.

Het middel om dezen R' te verkrijgen, welke de antenneweerstand ook zij, is gelegen in de juiste keuze van de windingsverhouding; of m. a. w.: de antenneweerstand wordt aangepast aan de electrische grootheden van de triode. Hoe men aan l' komt doet hierbij verder niets ter zake.

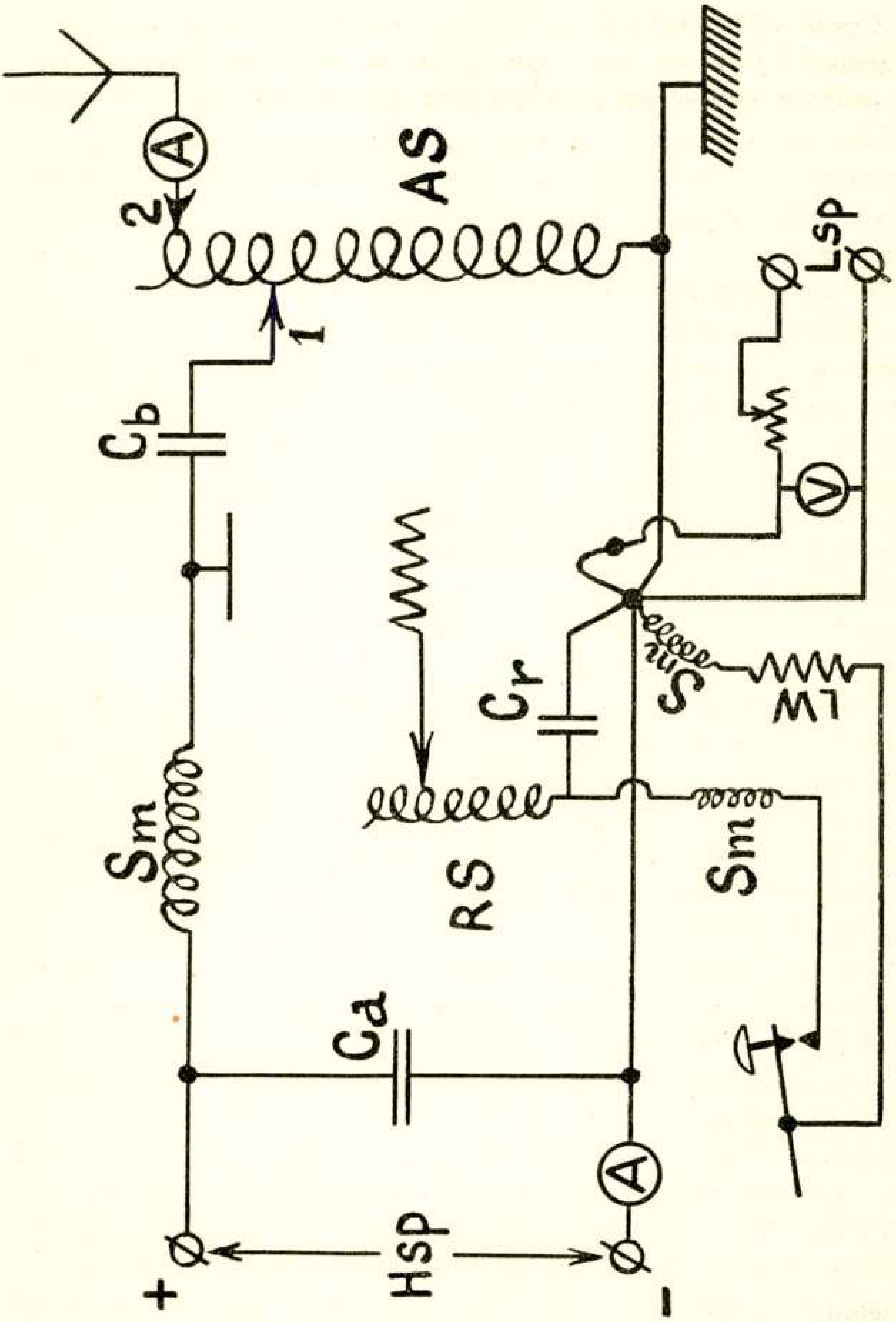
In de schakeling volgens fig. 6, waarbij slechts de contacten 1 en 2 een regeling mogelijk maken, komt dit hierop neer, dat zoowel het contact 1 als het contact 2 worden verplaatst.

Door de beide contacten te verplaatsen en daarmede de spreiding binnen bepaalde grenzen te houden, is het mogelijk met de juiste windingsverhouding tevens de juiste l' in te stellen. Men kan echter ook extra capaciteiten of zelfinducties invoeren en daarmede de vereischte l' instellen.

Schakelt men b.v. in de leiding anode-contact 1 van fig. 6 een variabele capaciteit of zelfinductie dan kan men daarmede een verandering van l' teweeg brengen en zoodoende de golflengte veranderen zonder dat de windingsverhouding en dus R' wordt gewijzigd. Zelfinducties en capaciteiten geschakeld in den antennekring hebben hetzelfde effect.

Zooals later zal worden besproken kan het voor het opwekken van zeer korte golven (b.v. onder 10 meter) zelfs noodzakelijk zijn,

een kleinen serie-condensator in de leiding anode-contact 1 op te nemen. Wordt een variabele capaciteit parallel aan de lamp-capaciteit, dus tusschen anode en gloeidraad, geschakeld, en wordt



Figuur 9.

daarmede de golflengte geregeld, dan verandert tevens het rendement. In zoo'n geval kan het rendement weer met behulp van de windingsverhouding worden nageregeld er voor zorgdragende,

dat de l' en daarmede de golflengte constant blijft. Een dergelijke handelwijze verdient echter bij de korte golven in het algemeen geen aanbeveling.

Is de zender eenmaal goed ingesteld en men wenscht verder een golflengte welke slechts de helft is, dan moet l' viermaal en dus R' viermaal zoo klein zijn. Dit laatste is slechts te bereiken door de windingsverhouding u op de helft te brengen.

Om een denkbeeld te geven van de praktische toepassing van het bovenstaande, zal een eenvoudige zender volgens de uitvinding gebouwd aan de hand van het bijgaande volledige schema worden besproken.

De anodespanning wordt over een smoorspoel S_m aan de anode en gloeidraad gelegd; de hoogspanningsmachine wordt direct achter de smoorspoel door een groote capaciteit (C_a) overbrugd. De ampèremeter, welke den anodestroom aangeeft, wordt in de negatieve leiding, welke geaard is, tusschen machine en C_a gelegd.

De anode is verder over een blokcondensator C_b gelegd aan een over de anodespoel (transformator) verplaatsbaar contact 1. Het eene uiteinde van de anodespoel $A\,S$ is verbonden met de gloeidraad en aan aarde. Een tweede langs $A\,S$ verplaatsbaar contact *2*, is over een ampèremeter welke den antennestroom aangeeft verbonden aan een willekeurige antenne.

Het rooster is aan een over de roosterspoel $R\,S$ verplaatsbaar contact verbonden; een condensator C_r met een groote capaciteit verbindt het eene uiteinde van de roosterspoel met de gloeidraad. Bovendien is dit uiteinde van de roosterspoel over een smoorspoel S_m verbonden aan het eene contact van den seinsleutel; het andere contact is over den lekweerstand $L\,W$ verbonden aan gloeidraad en aarde.

Wil men nu korte golven opwekken b.v. van circa 10 tot 50 meter dan is het kenmerkende voor den zender, dat de roosterspoel $R\,S$ een kleine spoel van enkele windingen kan zijn, terwijl de anodespoel $A\,S$ veel grooter afmetingen en veel grooter aantal windingen heeft.

Bij den zender van het Technisch Bureau wordt als roosterspoel b.v. wel gebruikt een spoeltje van *70* m/m diameter met 6 windingen op 6 m/m hartafstand, terwijl de verschillende wel gebruikte anodespoelen een diameter van 160 tot 250 m/m en 30 tot 50 windingen hebben met een hartafstand van 5 tot 10 m/m bij een draaddikte van 2 tot 3 m/m.

De zelfinductie van $R\,S$ is dan enkele micro-Henry tegen $A\,S$ 100 à 200 micro-Henry. Bij een gegeven triode, golflengte en

opstelling is de zelfinductie van *R S* natuurlijk volkomen bepaald, terwijl de totale zelfinductie van *A S* binnen vrij wijde grenzen kan worden gekozen zonder aan de werking veel af te doen.

De verbindingsleidingen, met inbegrip van die via den seinsleutel, gaan vooral bij de golven onder 20 meter een groote rol spelen, zóó, dat b.v. één winding van *R S* al te veel is. Daarom is *R S* dicht bij het rooster opgesteld en het eene uiteinde van *R S* zoo kort mogelijk over een eveneens vlak bij opgestelden condensator C_r aan het rooster verbonden. Door nu bovendien nog smoorspoeltjes in de sleutelleidingen te schakelen, kan men den seinsleutel plaatsen waar men wil.

Ook de opstelling van de anodespoel met zijn verbindingsleiding is bij deze korte golven van veel belang.

Naarmate de verbindingen langer zijn, wordt ook de golflengte waar beneden men, zonder aan het rendement te kort te doen, niet kan gaan, langer. De primaire spreiding is dan niet langer te verwaarloozen. Zoodra deze spreiding met de capaciteit van de zendlamp voldoende is om de gewenschte golflengte te verkrijgen is het duidelijk dat men met den transformator (*A S*) niet veel meer kan doen. Men kan echter lager gaan door in de leiding anode 1, in serie dus met *C* een kleinen variabelen condensator te plaatsen, doch dan wordt de instelling lastiger.

Bij een zorgvuldigen bouw en opstelling is dit in vele gevallen echter niet noodig; zelfs indien een zendlamp wordt gebruikt, die zg. ongeschikt is voor de korte golven.

Zoo kan met den zender van het Technisch Bureau bij gebruik van een normale Amerikaansche 250 Watt lamp (UV 204 van de R. C. A) tot circa 12 meter worden afgedaald zonder dat het rendement beneden 50 % daalt. De capaciteit tusschen anode en gloeidraad is daarbij 12 cM.; die tusschen anode en rooster 33 cM. en die tusschen rooster en gloeidraad 16 cM. De instelling is bij de langere golven weinig critisch; bij de golven onder de 20 M. echter is het gewenscht ook op een gedeelte van een winding te kunnen instellen. Men zou kunnen meenen, dat de groote anodespoel wel eens aanleiding tot moeilijkheden zou kunnen geven door de eigen capaciteit. Zooals reeds is opgemerkt, levert dit bij de *instelling* geen moeilijkheden op, ook niet wanneer een zeer groote spoel wordt gebruikt. Wel kan bij de zeer korte golven soms inderdaad een medetrillen van het doode eind der spoel ontstaan. Bij den zender van het Technisch Bureau treedt dit bij de thans gebruikte spoel *alleen* op bij een golflengte van 19 Meter. Hierbij ontstaan groote verliezen. Door enkele windingen van het

doode eind op de geschikte plaats kort te sluiten, zijn de resultaten met de 19 meter-golf echter evengoed als met de andere golven.

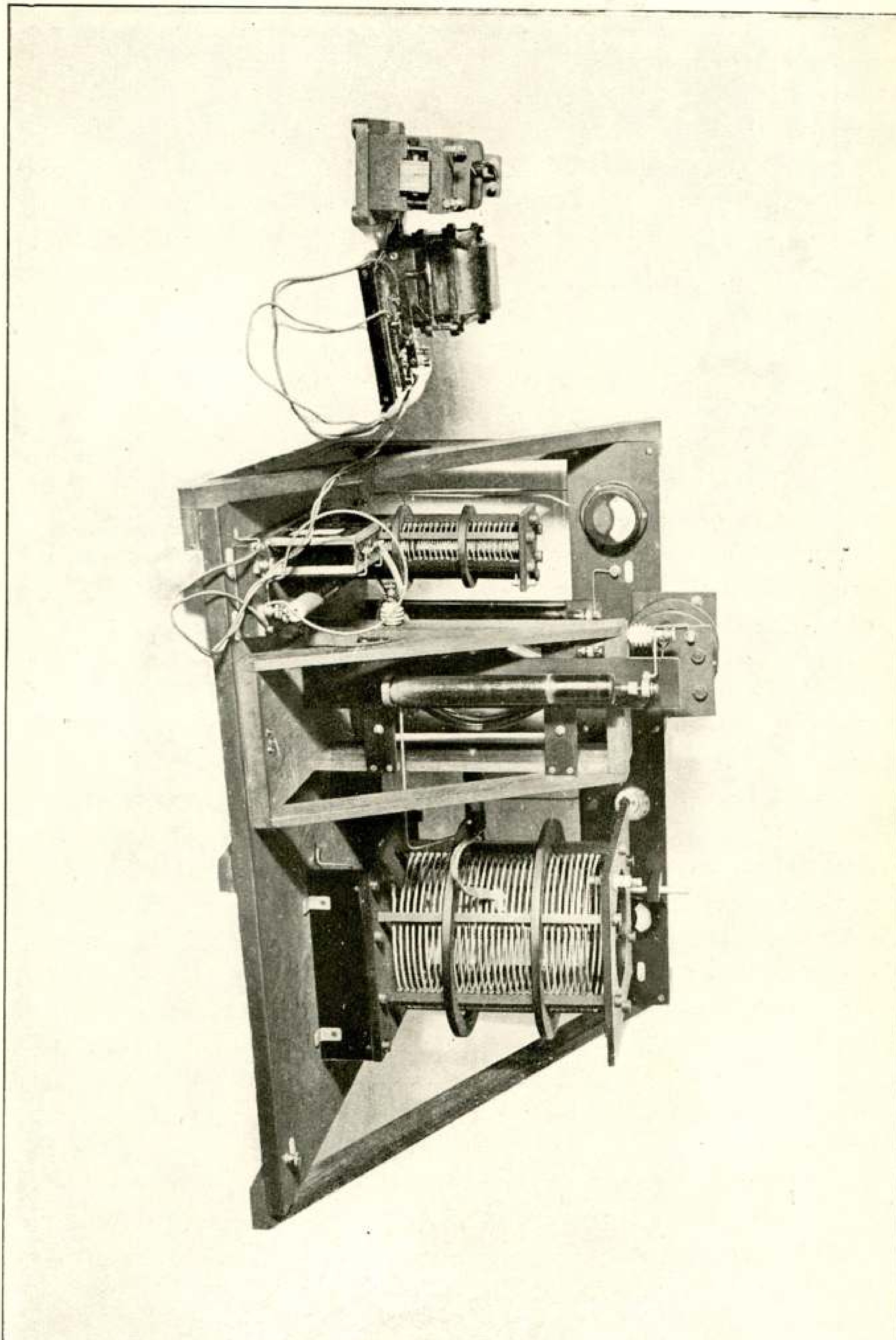
De foto toont den zender van Curaçao voor een golflengtebereik van ca. 20 tot 80 Meter.

Deze zender werkt met een Philips Z. 5 en is rechtstreeks op de volle secundaire spanning van den transformator van het fluitvonkstation aangesloten; als antenne is gewoonlijk de helft van de normale tweedraads T-antenne van het fluitvonkstation in gebruik. Het afgegeven vermogen is ca. 600 Watt; voor golven beneden de 20 Meter is de zender minder geschikt, omdat een fijninstelling niet wel mogelijk is. Ook is de geheel open bouw minder fraai, vooral omdat het een groote verstemming geeft wanneer men dicht bij de anodespoel komt. Het is echter zeer goed uitvoerbaar een meer technisch uitziend toestel te maken, dat geheel is ingebouwd met de meters en handwieltjes voor de fijnregeling van rooster- en anodespoel aan de voorzijde. In tegenstelling met den zender van het Technisch Bureau, die met onderbreking werkt, had Curaçao een contra-sein, omdat oorspronkelijk ook de gloeistroom van de 500-periodenmachine werd verkregen. Dit is thans niet meer het geval; er wordt geseind met onderbreking van den anodestroom door middel van het seinrelais van het fluitvonkstation.

De bovenomschreven zenders zijn eenvoudig, goedkoop en hebben een betrekkelijk gering gewicht. Elke toevallig aanwezige antenne kan zonder meer ook voor den kortegolfzender worden gebruikt. De golflengteconstantheid is ook bij een slingerende antenne uiteraard beter dan bij de gebruikelijke systemen. Hoewel de antenne-capaciteit in de formules mag worden verwaarloosd, heeft deze toch wel eenigen invloed op de golflengte en zijn de slingeringen bij de korte golven wel merkbaar. Toch hebben bij den zender van het Technisch Bureau de slingeringen tengevolge van schommelingen in het stadsnet, waarop de gloeidraad is aangesloten, den meesten invloed op de constantheid. Een ongunstige omstandigheid is nog, dat alles meer dan volbelast is; gewoonlijk is de antenne-energie van 300 tot 400 Watt met een 250 Wattlamp en een 500 Watt hoogspanningsgenerator, hetgeen in het algemeen niet gunstig is voor de constantheid en een zuiveren toon. Afdoende is slechts een zender met stuurlamp of kristal.

Begonnen is daarom met het ontwikkelen van een dergelijken zender aangepast aan het bestaande systeem.

Naar mijne meening voldoet echter een eenvoudige zender als



bovenomschreven in vele gevallen aan de te stellen eischen en is deze te prefereeren boven een meer ingewikkelden en kostbaren zender, in geval men onderling ver verwijderde punten met een betrekkelijk gering verkeer wenscht te verbinden en waar met niet of weinig technisch onderlegd personeel moet worden gewerkt.

In het voorgaande is steeds sprake geweest van een antenne met betrekkelijk groote capaciteit, zoodat $C_l << \frac{C_a}{u^2}$.

Het gebruik van een korte antenne is — hoewel in den regel met het oog op de straling niet aan te bevelen — even goed mogelijk. De formules worden dan echter iets gecompliceerder.

Tenslotte nog iets over de resultaten. Tot mijn spijt was de tijd te kort om de ontvangresultaten in verband met de verschillende factoren, die daarop invloed hebben, overzichtelijk weer te geven en hoop ik daarop later eens te kunnen terugkomen.

Geregelde waarnemingen zijn te Curaçao gedaan over een tijdvak van ca. 16 maanden; te Paramaribo gedurende een tijdvak van ca. 8 maanden. Wel zijn de waarnemingen, welke in den zomer van 1925 zijn gedaan in *Oost*-Indië in kromme-vorm ondergebracht, doch de duur van de proefnemingen was te kort om voor verschillende golflengten en onder verschillende omstandigheden voldoend betrouwbare gegevens te verkrijgen. Met de welwillende medewerking van de Nederlandsche Telegraaf Mij. „Radio Holland" en de Directie van de Stoomvaart Maatschappij „Rotterdamsche Lloyd" zijn sinds het voorjaar 1926 bovendien vele waarnemingen gedaan aan boord van schepen van de Rotterdamsche Lloyd varende tusschen Nederland en Indië. In groote trekken beantwoorden de resultaten daarbij aan hetgeen theoretisch verwacht kan worden. Eerst op vrij grooten afstand worden de teekens door onzen zender uitgezonden neembaar. Behalve op zeer korten afstand hoort men gedurende het eerste gedeelte van de uitreis niets (skipped distance), daarna volgt een betrekkelijk kort gedeelte, waarbij de teekens nu eens zeer sterk, dan weer zeer zwak of onhoorbaar zijn, om tenslotte tot in de Indische havens neembaar te blijven, hoewel langzaam afnemende in sterkte.

Aangezien het bij de verbinding met Curaçao niet om het verkeer te doen is, was het daarbij mogelijk zeer vele golflengten op de verschillende tijdstippen van dag en nacht *geregeld* te probeeren. Over de ontvangresultaten in West-Indië kan in het algemeen worden gezegd, dat deze zeer goed overeenstemmen met de theorie, welke over de voortplanting van de electromagnetische

golven door Prof. Elias in een voordracht voor het Nederlandsch Radio-Genootschap is ontwikkeld.

Golflengten tusschen 30 en 50 Meter zijn geschikt gebleken voor een betrouwbare nachtverbinding. Behoudens één enkel geval, waarschijnlijk in verband met ernstige magnetische storingen, was een vlotte correspondentie steeds mogelijk. De golflengte van 33 Meter wordt den laatsten tijd gewoonlijk voor nachtverkeer gebruikt. Een golflengte van 40 à 45 Meter is echter in het midden van de *nachtperiode* weleens beter, doch wordt gewoonlijk iets later neembaar en iets eerder onneembaar. Bovendien wordt — vooral in de avonduren — soms veel last van seinende amateurs ondervonden op de golflengten tusschen 40 en 50 Meter.

De overgang van goed neembaar op onhoorbaar is vrij plotseling (meestal binnen een half uur) en heeft in den regel plaats 1 à 2 uur vóór zonsondergang in West-Indië en enkele uren nà zonsopgang in Nederland.

In overeenstemming met de theorie komen in de dagperiode de kortere golven (onder 20 Meter) aan de beurt en heeft een zeer belangrijke energievermeerdering blijkbaar weinig invloed op het uitbreiden van het aantal uren, dat voor correspondentie geschikt is. Inderdaad zijn de door ons meestal gebruikte golven van 14 en 19 Meter dikwijls den geheelen dag door neembaar.

Zooals het volgens de theorie ook behoort, is de 14 Meter-golf in de nachtperiode als regel onhoorbaar en de 19 Meter-golf volgens opgave van Curaçao slechts nu en dan. Hoewel de opgaven van Paramaribo (afstand rond 7500 K.M.) en Curaçao (afstand rond 8000 K.M.) over het algemeen vrijwel identiek zijn, doet zich op 19 Meter den laatsten tijd een belangrijk verschil voor, n.l. dat deze golflengte te Paramaribo ook gedurende de nachtperiode goed neembaar is. De Chef-Telegrafist aldaar schrijft d.d. 8 November, dat de 19 Meter-golf den laatsten tijd op elk tijdstip van dag en nacht met buitengewone geluidsterkte neembaar is.

De golflengten tusschen 20 en 30 Meter zijn in de nachtperiode dikwijls onbetrouwbaar gebleken en worden in het midden van de dagperiode als regel niet gehoord; deze golflengten schijnen voor de overgangsperiode nog het beste bruikbaar te zijn.

Het komt n.l. wel voor dat b.v. 's morgens de 14 Meter-golf nog niet en de 33 Meter-golf niet meer neembaar is en dat 's avonds het omgekeerde plaats vindt.

Hoewel een 24 uurs-verbinding inderdaad veelal mogelijk zal zijn, mag daarop in geen geval met zekerheid worden gerekend.

De dagverbinding toch is in het algemeen minder betrouwbaar gebleken dan de nachtverbinding.

Of door het opvoeren van de energie nog veel kan worden gewonnen, moet worden betwijfeld. In overeenstemming alweer met de theorie is het in de eerste plaats een kwestie van de golflengte.

Met het opvoeren van de energie kan slechts dan iets worden bereikt, als de kleinere vermogens te zwakke of onleesbare teekens geven.

Uit de groote hoeveelheid ons ter beschikking staande gegevens volgt echter, dat dit zich slechts in abnormale gevallen voordoet.

Als regel is, zooals zooeven reeds werd opgemerkt, de overgang van sterke teekens op onhoorbaar vrij plotseling. Met het opvoeren van de energie bereikt men slechts een uitbreiding van de seinperiode van misschien een half uur naar beide zijden en hetzelfde resultaat kan beter worden verkregen door verandering van de golflengte. Het spreekt echter wel vanzelf, dat voor telefonie, snel-telegrafie en foto-telegrafie grootere vermogens noodig zijn, dan voor telegrafie, waarbij met handtempo wordt geseind.

Ook in abnormale gevallen, zooals magnetische stormen van zoodanige hevigheid, dat de teekens, uitgezonden door een zwakken zender, niet meer en die door een sterkeren zender nog wel neembaar zijn en verder bij storingen van allerlei aard b.v. door naburige zenders op dezelfde golflengte, kan een grooter vermogen nut hebben. Zet men echter het aantal dagen waarop in een geheel jaar verbinding mogelijk is, uit als functie van het vermogen, dan nadert men al heel gauw asymptotisch tot de 365

Hoe groot men het vermogen van een bepaalden zender op grond van de verkregen ervaringen zal dienen te kiezen, hangt voor een groot deel mede af van den aard van de verbinding. Het moet echter steeds mogelijk zijn om vlug en met zekerheid op verschillende golflengten te kunnen overgaan.

DEN HAAG, Januari 1927.

BOEKBESPREKING

Prof. RENÉ MESNY, „Les ondes électriques courtes".

Bovengenoemd werk is verschenen bij „Les Presses Universitaires de France", en wel als Volume 12, 2de serie van de „Recuclil des Conférences — Rapports de Documentation sur la Physique".

Het werk is verdeeld in 3 hoofdstukken.

Het 1e hoofdstuk handelt over de voortplanting van korte golven en is op zijn beurt onderverdeeld in paragrafen, resp. gevende de waarnemingen, de theorieën en de proefnemingen, met kritische opmerkingen.

Dit 1e hoofdstuk is een zeer volledig overzicht van de geschiedenis en den huidigen stand der wetenschap op het gebied van de voortplanting van electromagnetische golven; het is, ongelijk vele andere werken, strikt neutraal wat betreft de nationaliteit van onderzoekers. De Nederlandsche lezers zullen dit met genoegen constateeren, evenals de erkenning die het werk van twee bekende Nederlanders op dit gebied (Prof. Elias en Dr. v. d. Pol) heeft gevonden. In een noot wordt nog melding gemaakt van een tijdens de uitgave van het werk juist in de N.S.A. verschenen blijkbaar omvattende studie van Baker en Rice.

Het tweede hoofdstuk handelt over het voorbrengen en ontvangen van korte golven met behulp van trioden. In dit hoofdstuk vindt men o.m. een en ander over de bekende Mesny-balansschakeling, en over het stabiliseeren van de frequentie.

In de paragrafen, handelende over de straling van antennen mis ik beschouwingen over den invloed van verlengspoelen en verkortings-condensatoren (dus die over stroomverdeeling) op den stralingsweerstand; beschouwingen (Dr. v. d. Pol) toch welke speciaal voor kortegolf-antennen van belang zijn.

Voor ontvangst wordt de gewone autodyne-schakeling aanbevolen; de superheterodyne-schakeling wordt zeer aanbevolen voor metingen.

Uitvoerig wordt stilgestaan bij de superregeneratieve ontvangst-

schakeling van Armstrong; de auteur wijst hier op het misverstand als zou deze schakeling steeds beter resultaat geven naar mate de golflengte (2 tot 150 M.) kleiner wordt; volgens hem wordt de ontvangst niet steeds beter, maar blijft deze alleen goed.

Het derde hoofdstuk gaat over laboratoriumproeven met uiterst kleine golven (beneden 2 M.) Gutton, Touly en Pierret; van Barkhausen en Kurz; van Whiddington; van Gill en Morrell; benevens over theorieën van de 5 laatstgenoemden en van Dr. v. d. Pol. Voorts vindt men er een en ander over proeven door Breit, Arkadiewa en anderen; over het meten van voortplantingssnelheden langs draden door Mercier; over het meten van golflengten door Abraham en Bloch, Dunmore en Engel, Townsend en Morrell; over het meten van kleine veldsterkten door Scheibe; over ontladingen van hooge frequentie in verdunde gassen (Gutton, Mitra en Ylöstalo); over de hoogste frequentie's tot in het gebied van de infra-roode stalen.

Het werk is voorzien van een uitgebreide literatuursopgave (171 verwijzingen) en mag, met zijn welsprekende inleiding, en gezien de slechts 149 pagina's, een prachtig samengesteld overzicht genoemd worden.

De uitgave (papier, druk enz.) is keurig verzorgd.

H. N.

Dr. HEINRICH WIGGE, Rundfunktechnisches Handbuch, Teil II. M. Krayn, Berlin.

Dit werk van Prof. Wigge, waarvan het eerste deel reeds vroeger in dit Tijdschrift is besproken, behandeld in hoofdzaak ontvangsystemen en wel in vrij uitgebreiden vorm.

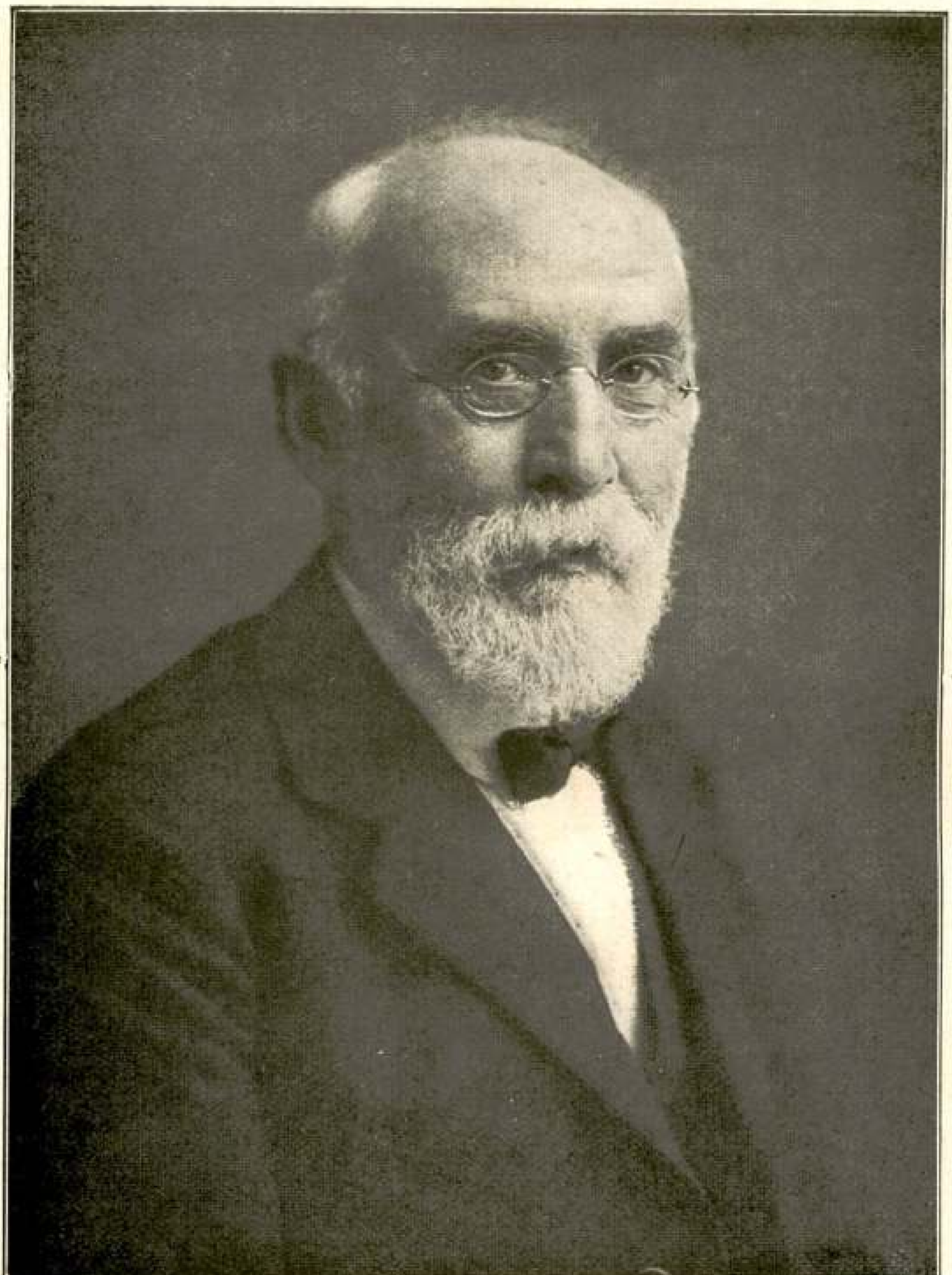
Op de daarbij geldende physische begrippen wordt bijzondere nadruk gelegd waardoor het boek zeer zeker de aandacht verdient van een speciale categorie van lezers.

Zooals reeds vroeger vermeld, is hêt werk bestemd voor hen die zelf toestellen willen bouwen. Hoofdstukken zijn gewijd aan de problemen bij H. F. versterkers, de verschillende moderne ontvangschema's, verder drie hoofdstukken aan trioden terwijl het slothoofdstuk meervoudige triode-ontvangers behandeld.

Verschillende minder bekende typen van trioden worden genoemd en op de mogelijkheid van het zelfvervaardigen door den experimentator daarvan gewezen.

De ruim 400 schema's zijn zeer duidelijk.

H. W.



H. A. LORENTZ †
18 Juli 1853 — 4 Febr. 1928

IN MEMORIAM HENDRIK ANTOON LORENTZ

Op mij rust de diep treurige plicht een woord van herdenking te spreken naar aanleiding van het overlijden van een onzer leden, HENDRIK ANTOON LORENTZ. Dit groote verlies voor ons Genootschap, voor de Nederlandsche Natuurkunde, voor de geheele physische wereld, vermag ik niet in een paar woorden U volledig te schetsen.

4 Februari j.l. is LORENTZ gestorven na een korte, milde ziekte. Haarlem, geheel Nederland was in rouw toen hij 9 Februari naar zijn laatste rustplaats werd gebracht. Zijn innemende glimlach zullen wij niet meer zien en zijn vriendelijk woord, dat steeds een opwekking inhield, zal niet meer weerklinken. Vol eerbied staan wij tegenover zijn werk, dat een fundament vormt voor tal van hoofdstukken van de moderne natuurkunde.

LORENTZ heeft een halve eeuw lang met bewonderenswaardige zekerheid en nauwkeurigheid niet alleen vele geheel nieuwe banen in de natuurkunde ontsloten, maar meestal ook zijn nieuwe gezichtspunten tot in al hun consequenties doordacht en ontwikkeld met een zóó volkomen meesterschap in de hanteering van het mathematische instrument als maar hoogst zelden zelfs onder de allergrootsten wordt gevonden. Er is in de hedendaagsche physica haast geen tak, waarbij de begrippen zich maar juist ontwikkeld hebben tot een klaarheid, die een analytische beschouwing toelaat, of LORENTZ' geest heeft de inzichten erin verdiept en nieuwe relaties blootgelegd. In het bijzonder heeft hij, voortbouwend op het werk van MAXWELL en FRESNEL, de klassieke electronentheorie ons gegeven en de grondslagen voor de relativiteitstheorie gelegd.

En ofschoon weinig van zijn hand is verschenen, dat *direct* betrekking heeft op wetenschappelijke vraagstukken, die speciaal op het gebied liggen van ons Genootschap, zijn toch tal van zeer fundamenteele problemen door LORENTZ reeds lange jaren geleden opgelost, die de basis vormen van het geheele moderne radio-

verkeer. De electronentheorie wijst ons den weg door de gecompliceerdheid der verschijnselen in trioden; de door LORENTZ afgeleide stralingsformules voor versnelde electronen leeren ons met behulp van zijn vertraagde potentialen de velden van antennes berekenen; zijn theorie van de geleiding van electriciteit door metalen geeft ons een dieper inzicht in de electrische verschijnselen in de Kennelly-Heaviside laag.

Wie zijn werk bestudeert zal steeds weer getroffen worden door de volledigheid, helderheid en gaafheid van zijn betoog. LORENTZ schreef niet: *A* theory of electrons, maar *The* theory of electrons. Aan zijn graf heeft Professor EHRENFEST zijn werk zoo juist geteekend:

> „Het beeld van een werkplaats komt voor onzen geest, een werkplaats met groote ramen, doorstraald met de opwekkende ochtendzon. En de meester, die hier werkt gebruikt zijn werktuigen met liefde. Het liefste wel het eenvoudigste werktuig, dat voor het bijzondere doel het meest gepast is. Maar ook zeldzame, fijne preciese werktuigen staan overzichtelijk geordend klaar, gereed voor het gebruik. En alles blinkt van het dagelijksche gebruik door jaren en jaren. En omdat ons de meester met zoo bijzonder veel liefde vertelt, wèlke van de werktuigen hij van CHRISTIAAN HUYGENS heeft en wèlke van FRESNEL en wèlke van andere meesters, zoo moeten wij wel gissen, dat hij zoo menig ander van zijn vernuftige werktuigen zèlf zal hebben uitgevonden en vervaardigd. Maar dat zegt hij dan niet, de meester. De meester in zijn werplaats vol zon. De meester met zijn donkere oogen en zijn fijn sprekende glimlach".

Onze meester is niet meer. Zijn heengaan vervult ons met diepe rouw, die slechts nauwelijks verlicht wordt door de groote en blijvende dankbaarheid voor alles wat hij als meester en mensch ons gegeven heeft.

B. V. D. P.

IN MEMORIAM PROFESSOR Dr. R. SISSINGH

Na een kort ziekbed is op 24 October 1927 ons medelid Prof. Dr. R. SISSINGH op 69 jarigen leeftijd overleden. SISSINGH, de stoere, bescheiden werker. Slechts enkele weken vóór zijn verscheiden nam de hoogleeraar nog tal van tentamina af en midden in zijn werk is hij van ons weggerukt. In 1928 zou hij de zeventig jarige leeftijd hebben bereikt, waarbij de wettelijke voorschriften hem zouden hebben genoopt zijn ambt neer te leggen.

Tot 1897 was SISSINGH leeraar aan de Polytechnische School te Delft. Daarop werd hij benoemd tot Buitengewoon Hoogleeraar te Amsterdam als opvolger van W. H. JULIUS, en sedert dien tijd is hij in Amsterdam gebleven, waar hem in 1907 het Gewone Hoogleeraarsambt werd aangeboden.

Alom bekend zijn zijn zorgvuldig voorbereide colleges, waarbij vooral bijzondere zorg werd besteed aan de proeven. En ook bleef hij steeds in nauw contact met zijn leerlingen door middel van een goed georganiseerd praktikum.

Zijn onderzoekingswerk lag hoofdzakelijk op het gebied der Optica. Tal van geschriften, deels in samenwerking met zijn leerlingen, verschenen van zijn hand.

Hij ruste in vrede.

B. v. D. P.

IN MEMORIAM Dr. C. J. DE GROOT

Op weg naar Europa, overleed, op betrekkelijk jeugdigen leeftijd, Dr. C. J. de GROOT, het hoofd der Technische Telegraaf- en Telefoondienst in Ned.-Indië.

CORNELIS JOHANNES DE GROOT werd te Den Helder geboren. Na zijn opleiding te Delft als Werktuigkundig Ingenieur, behaalde hij te Karlsruhe zijn diploma als Electrotechnisch Ingenieur.

Na eerst in het buitenland werkzaam geweest te zijn, trad hij later in Nederlandsch-Indischen gouvernementsdienst.

Een verslag van zijn onderzoekingen in Nederlandsch-Indië gedaan werd destijds door het Departement van Koloniën uitgegeven.

Bekend is het belangrijk werk door hem in Ned.-Indië verricht en een groot aandeel heeft de overledene gehad in de totstandkoming van de verbinding Nederland—Indië.

De bouw van den lichtboog-zender met de bijzondere antenne in de bergkloof op Malabar is een groote technische praestatie geweest.

W.

EINDVERSTERKERPROBLEMEN

DOOR

B. D. H. TELLEGEN Bzn.

Voordracht, gehouden voor het Nederlandsch Radiogenootschap op 17 December 1927.

Wanneer wij het eindversterker-probleem willen beschouwen, moeten wij beginnen met de eischen op te stellen, waaraan door de combinatie eindlamp-luidspreker moet worden voldaan. Deze zijn:

I. *Kwaliteit.*

Alle frequenties moeten gelijkmatig worden weergegeven.

II. *Versterking.*

Bij gegeven spanningswisselingen op het rooster van de eindlamp moet het door den luidspreker uitgestraalde geluidsvermogen zoo groot mogelijk zijn.

III. *Kwantiteit.*

Het uitgestraalde geluidsvermogen bij volbelaste eindlamp moet zoo groot mogelijk zijn.

IV. *Economie.*

Aan bovenstaande eischen te voldoen met zoo weinig mogelijk spannings- en stroomverbruik.

Wij zullen deze eischen eerst afzonderlijk bespreken, waarbij zal blijken, dat zij gedeeltelijk tegen elkaar in gaan, om tenslotte tot een zoo goed mogelijk compromis te geraken.

I. *Kwaliteit.*

Om dezen eisch nauwkeuriger te onderzoeken moeten wij het geheele weergaveprobleem in vogelvlucht overzien, waarbij wij drie gedeelten zullen onderscheiden. Op de microfoon valt een geluidsgolf van een bepaalde frequentie en een bepaalde intensiteit. Deze veroorzaakt spanningswisselingen op het rooster van de eerste lamp van den microfoonversterker (eerste deel). Deze worden versterkt, moduleeren den zender, worden uitgezonden, opgevangen, gelijkgericht en weer versterkt tot zij het rooster van de eindlamp bereiken (tweede deel). Tenslotte worden deze door eindlamp en luidspreker in geluid omgezet (derde deel). Het is nu voor het tweede gedeelte zonder meer wel duidelijk, dat als ideaal moet worden beschouwd, dat de verhouding van de wisselspanning op het rooster van de eindlamp tot die op het rooster van de eerste lamp na de microfoon niet van de frequentie afhangt. Voor het eerste en het laatste gedeelte is het ideaal niet zonder meer aan te geven. Stel dat een geluidsgolf van constante intensiteit maar variabele frequentie op de microfoon valt, dan is de eenige eisch dat door den luidspreker een constant geluidsvermogen wordt uitgestraald. Of daarbij de roosterspanningswisselingen een constante amplitude hebben, of dat deze b.v. evenredig met de frequentie toenemen of afnemen, is van geen belang.

Nu blijkt het echter bij nader onderzoek dat toch wel een bepaalde wijze van verandering *als de meest natuurlijke moet worden aangenomen*, n.l. *die waarbij, bij constante geluidsintensiteit, de amplituden van de roosterspanningen constant blijven.* Hiernaar wordt ook door de microfoons gestreefd.

Daar bij een vlakke geluidsgolf constante intensiteit gepaard gaat met constante drukamplitude en constante snelheidsamplitude van de luchtdeeltjes kunnen wij dus ook zeggen, dat de roosterspanningswisselingen een beeld moeten vormen van de drukwisselingen in de lucht of van de snelheid van de luchtdeeltjes, echter niet van de uitwijking van de luchtdeeltjes, omdat deze bij constante snelheid evenredig met de frequentie afneemt [1]).

Eerst nu zijn wij in staat den kwaliteitseisch nauwkeurig te formuleeren als volgt:

Bij gegeven roosterspanningsamplituden mag het door den luidspreker uitgestraalde geluidsvermogen niet van de frequentie afhangen.

[1]) Voor een uitvoeriger beschouwing zij verwezen naar: Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs, herausgegeben von K. W. Wagner, Springer 1927, artikel W. Schottky, Elektroakustik.

Wij kunnen deze frequentieafhankelijkheid berekenen.

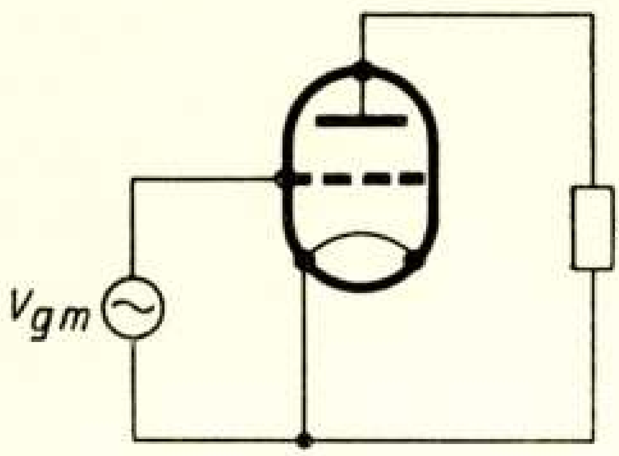
De schakeling fig. 1 mogen wij vervangen door fig. 2: een $E.M.K. \, gV_{gm}$ [1]) in serie met den inwendigen weerstand R_i van de eindlamp en een (complex gedachte) impedantie Z_u. Voor de stroomamplitude i_{am} volgt daaruit:

$$i_{am} = \frac{gV_{gm}}{|R_i + Z_u|} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

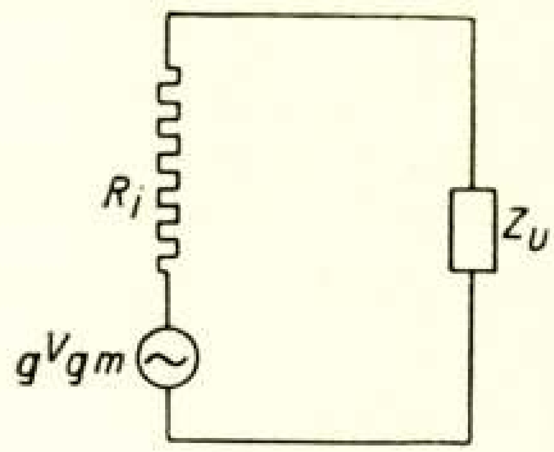
of:

$$\frac{i_{am}}{V_{gm}} = S \frac{R_i}{|R_i + Z_u|}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

waarin S de steilheid voorstelt.



Figuur 1



Figuur 2

Daar de luidsprekerimpedantie Z_u in het algemeen met de frequentie toeneemt zal $\frac{i_{am}}{V_{gm}}$ bij toenemende frequentie dalen. De kracht, die op het bewegende systeem van een electromagnetischen of electrodynamischen luidspreker werkt, is evenredig met den stroom. Ligt nu de resonantie van het systeem bij een lage frequentie doordat de richtkracht zeer klein is (een toestand waarnaar in de meeste moderne conus-luidsprekers voor het goed weergeven van de lage tonen gestreefd wordt), dan wordt de beweging van de conus geheel bepaald door de massa en wordt dus de versnelling een beeld van den stroom. Het uitgestraalde geluidsvermogen is:

$$W = \frac{v_m^2}{2} r_s ,$$

waarin v_m de snelheidsamplitude van de conus is en r_s de stralingsweerstand; dit is gelijk aan:

$$W = \frac{a_m^2}{2} \cdot \frac{r_s}{\omega^2},$$

[1]) De index m duidt op de amplitude van het sinusvormig wisselende gedeelte.

als a_m de versnellingsamplitude en ω de hoekfrequentie is. Daar a_m evenredig is met i_{am} volgt hieruit:

$$\frac{W}{i_{am}^2} \text{ is evenredig met } \frac{r_s}{\omega^2}.$$

Nu neemt de stralingsweerstand van een monopool (straler van de nulde orde) voor lage frequenties evenredig met ω^2 toe, om bij hoogere frequenties constant te worden; dus $\frac{r_s}{\omega^2}$ blijft bij lage frequenties constant, om bij hoogere frequenties te dalen.

Om $\frac{W}{V_{gm}^2}$ te vinden behoeven wij slechts $\frac{i_{am}^2}{V_{gm}^2}$ en $\frac{W}{i_{am}^2}$ met elkaar te vermenigvuldigen. Wij zagen dat deze twee factoren elkaar niet compenseeren, maar beide de hooge tonen benadeelen. Het is dus zeker gunstig ze zoo constant mogelijk te maken. Voor de eindlamp alleen komen wij zoo tot den kwaliteitseisch: *de stroom door den luidspreker moet een zoo getrouw mogelijk beeld zijn van de spanning op het rooster van de eindlamp.*

Dit is dus in tegenstelling met een gewone trap transformatorversterking, waarbij de *spanning* op de secundaire en dus ook die op de primaire een zuiver beeld moet zijn van de spanning op het rooster van de daaraan voorafgaande triode. Wij willen dit geval nog even nader bezien. Voor den stroom door de primaire geldt ook verg. (1), waaruit voor de spanning V_m volgt:

$$\frac{V_m}{V_{gm}} = g \frac{|Z_u|}{|R_i + Z_u|} \cdot \qquad \qquad (3)$$

Dit moet onafhankelijk van de frequentie zijn, terwijl Z_u wel van de frequentie afhangt, wat kan geschieden door

$$R_i << |Z_u|$$

te maken. Daarbij wordt $\frac{V_m}{V_{gm}} = g$, de versterkingsfactor van de triode. Aan den eisch $R_i << |Z_u|$ zal het moeilijkst te voldoen zijn bij die frequenties, waarbij $|Z_u|$ het kleinst is, dat is bij de lage tonen. Deze loopen dus gevaar te weinig versterkt te worden.

Bezien wij nu in tegenstelling hiermede de eindlamp met luidspreker, waarvoor verg. (2) geldt, dan blijkt, dat om $\frac{i_{am}}{V_{gm}}$ onafhankelijk van de frequentie te maken noodig is $R_i >> |Z_u|$, dus juist andersom als bij den transformatorversterker. Daarbij wordt

$\frac{i_{am}}{V_{gm}} = S$, de steilheid van de eindlamp. Dit laatste is ook direct in te zien. Is R_i n.l. zeer groot dan wil dit zeggen, dat de plaatspanning weinig invloed meer heeft op den plaatstroom, zoodat de wisselingen van dezen laatsten een zuiver beeld worden van de roosterspanningswisselingen, dus:

$$i_{am} = S V_{gm}. \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Aan den eisch $R_i >> |Z_u|$ zal het moeilijkst te voldoen zijn bij die frequenties, waarbij $|Z_u|$ het grootst is, dat is bij de hooge tonen. Daar de impedantie van een luidspreker bij de hooge tonen oploopt tot een bedrag, dat vele malen grooter is dan de inwendige weerstand van een normale eindlamp, zullen daarbij de voor duidelijke spraak en voor het timbre der muziek zoo belangrijke hooge tonen slechts zeer zwak doorkomen [1]).

II. *Versterking.*

Stel dat wij in den plaatkring van de eindlamp een weerstand R_u hebben en wij vragen naar het vermogen, dat daarin ontwikkeld wordt bij gegeven roosterspanningswisselingen. De met verg. (2) overeenkomende verg. wordt hier:

$$\frac{i_{am}}{V_{gm}} = S \frac{R_i}{R_i + R_u}, \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

waaruit volgt:

$$\frac{W}{V_{gm}^2} = \frac{\frac{i_{am}^2 R_u}{2}}{V_{gm}^2} = \frac{S^2}{2} \frac{R_i^2 R_u}{(R_i + R_u)^2}. \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

De gunstigste waarde voor R_u ligt bij

$$R_u = R_i, \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Echter is het volgens (6) bij gegeven S en R_u steeds gunstig R_i groot te maken, ook al verwijderen wij ons dan van de voorwaarde (7).

Het blijkt dus dat voor een eindlamp zoowel voor kwaliteit als voor versterking een groote inwendige weerstand gewenscht is. Toch werden tot nu toe daarvoor steeds lampen met een kleinen

---

[1]) Is bij de lage tonen $|Z_u| = R_i$, dan loopt deze bij de hooge tonen meestal op tot $|Z_u| = 10 R_i$, terwijl vaak grootere waarden voorkomen. Bij de lage tonen wordt dan $\frac{i_{am}}{V_{gm}} = {}^1/_2\, S$; bij de hoogere ${}^1/_{10}\, S$, dus 5-maal zwakker, in energie uitgedrukt 25-maal zwakker.

inwendigen weerstand gebruikt. Wat is de reden hiervoor? Met deze vraag komen wij aan het derde punt:

III. *Kwantiteit.*

Een eindlamp moet in staat zijn aan een luidspreker een behoorlijk vermogen af te geven, zonder van het rechte deel van de karakteristieken af te wijken en zonder dat er roosterstroomen optreden. Verhoogen wij nu bij een triode van gegeven steilheid den inwendigen weerstand, dan zullen de i_a—V_g karakteristieken verschuiven in de richting van de positieve roosterspanningen, zoodat de triode slechts kleine roosterspanningen kan verwerken en daardoor voor eindlamp ongeschikt wordt. Het bedrag van het maximaal af te geven vermogen is gemakkelijk te berekenen. Denken wij aan een triode, die in de plaatketen belast is met een weerstand R_u, die alleen den wisselstroom, niet den gelijkstroom tegenwerkt (zooiets zouden wij krijgen bij een idealen transformator, die secundair belast is met een weerstand). Het in R_u ontwikkelde vermogen bedraagt:

$$W = \frac{i_{am}^2}{2} R_u,$$ als i_{am} de amplitude van den stroom is.

Is V_{ao} de batterijspanning, V_{go} de negatieve roosterspanning [1]), dan is de gemiddelde stroom:

$$i_{ao} = \frac{V_{ao} - g V_{go}}{R_i}$$

als wordt aangenomen, dat alle karakteristieken recht zijn. Stellen wij alles voor in het i_a—V_g vlak, dan mogen wij niet buiten het linker kwadrant uitkomen. i_{am} wordt dus beperkt door twee grenzen. Ten eerste mag i_{am} niet grooter worden dan i_{ao} dus:

$$i_{am} \leq \frac{V_{ao} - g V_{go}}{R_i}.$$

Ten tweede mag de roosterspanningsamplitude V_{gm} niet grooter worden dan V_{go}. Volgens verg. (1) is dat hetzelfde als:

$$i_{am} \leq \frac{g V_{go}}{R_i + R_u}.$$

[1]) De index *o* geeft het constante deel aan.

De gunstigste V_{go} is dus die waarbij beide grenzen aan elkaar gelijk zijn, wat het geval is bij:

$$V_{go} = \frac{V_{ao}}{g} \cdot \frac{R_i + R_u}{2 R_i + R_u}, \text{ waarbij } i_{ao} = \frac{V_{ao}}{2 R_i + R_u} \text{ wordt.}$$

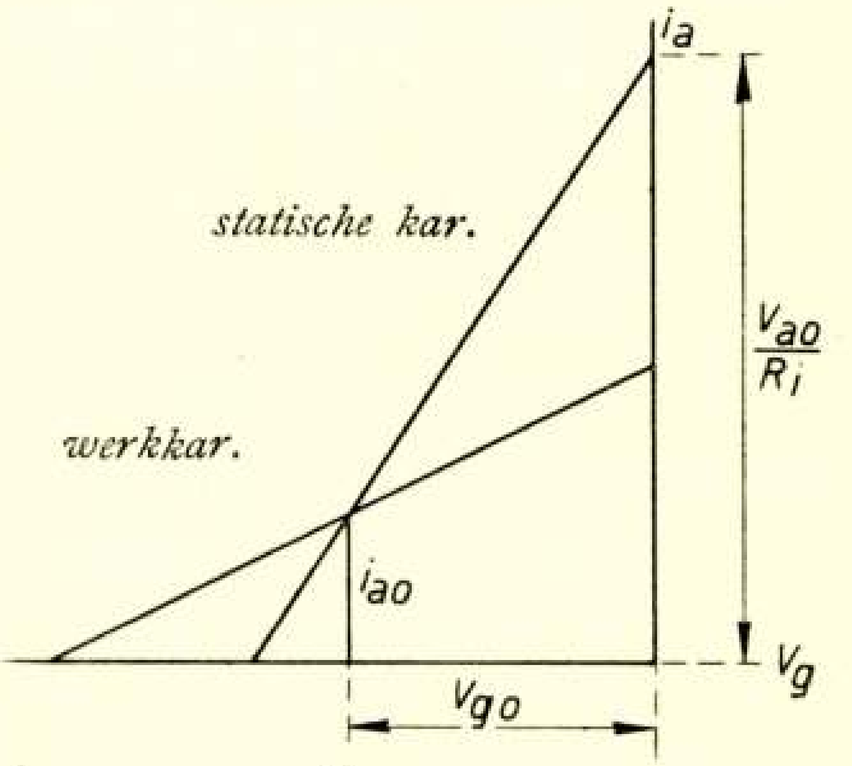
Dit geeft voor W:

$$W = \frac{V_{ao}^2}{2} \cdot \frac{R_u}{(2 R_i + R_u)^2}.$$

De gunstigste waarde voor R_u ligt bij $R_u = 2 R_i$ [1]), dus bij een uitwendigen weerstand gelijk aan tweemaal den inwendigen weerstand, zoodat:

$$W_{max} = \frac{V_{ao}^2}{16 R_i}, \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)\ ^{2)}$$

$V_{go} = \frac{3}{4} \cdot \frac{V_{ao}}{g}$ en $i_{ao} = \frac{V_{ao}}{4 R_i}$ wordt. De amplitude van de anodespanning V_{am} kan dan hoogstens $i_{ao} R_u = \frac{V_{ao}}{4 R} \cdot 2 R_i = \frac{1}{2} V_{ao}$ worden.



Figuur 3

Om een maat te hebben voor de economie vergelijken wij W_{max} met het vermogen, dat door de batterij geleverd wordt, hetwelk $i_{ao} V_{ao} = \frac{V_{ao}^2}{4 R_i}$ bedraagt. *Het maximaal af te geven ver-*

[1]) Dit en eenige verderop gevonden betrekkingen zijn reeds algemeen bekend, zie b.v. W. P. Radt, Elektr. Nachr. Techn. 3, 21, 1926.

[2]) Hierin moet nog vrij belangrijke correctie worden aangebracht voor de kromming van de karakteristieken (zie aanhangsel 1). Hebben wij in de plaatkring niet een zuivere weerstand maar een complexe impedantie, dan ondergaat dit ook eenige wijziging, die evenwel niet zeer groot is (zie aanhangsel 2).

mogen bedraagt dus bij een triode-eindlamp het vierde deel van het gelijkstroomvermogen.

Uit (8) blijkt duidelijk, dat bij een triode kleine inwendige weerstand en hooge spanning noodzakelijk zijn om een flink vermogen aan den luidspreker te kunnen leveren. Wij kunnen langs dezen weg echter nauwelijks voldoende bereiken, want met het verhoogen van de spanning bereiken wij bij 150—200 Volt een grens, als wij de spanningen niet tot een levensgevaarlijke hoogte willen opvoeren.

Er is echter nog een andere mogelijkheid om aan den kwantiteitseisch te voldoen. Brengen wij n.l. in een triode tusschen rooster en plaat een schermrooster aan, dat wij op een constante positieve potentiaal brengen, dan neemt hierdoor de inwendige weerstand sterk toe, zonder dat de $i_a - V_g$ karakteristieken in de richting van de positieve roosterspanningen verschoven behoeven te worden. Zelfs al heeft de plaatspanning geen invloed meer op den stroom, dan kan nog bij negatieve roosterspanningen plaatstroom vloeien, doordat deze nu door het positieve schermrooster uit den gloeidraad getrokken wordt. Wij zullen ook voor dit geval berekenen, welk vermogen door de lamp kan worden afgegeven. Ter vereenvoudiging stellen wij R_i oneindig groot, d. w. z. dat V_a geen invloed meer heeft op den stroom. Noemen wij de schermroosterspanning V_{go}', dan bedraagt de gemiddelde stroom:

$$i_{ao} = \frac{V_{go}' - g' V_{go}}{R_i'},$$

waarin g' en R_i' de versterkingsfactor en de inwendige weerstand zijn van de triode, die uit de tetrode ontstaat door plaat en schermrooster met elkaar te verbinden.

Het afgegeven vermogen bedraagt weer:

$$W = \frac{i_{am}^2}{2} R_u \, .$$

i_{am} wordt nu beperkt door drie grenzen. Ten eerste mag i_{am} niet grooter worden dan i_{ao}, dus:

$$i_{am} \leqq \frac{V_{go}' - g' V_{go}}{R_i'} \, .$$

Ten tweede mag V_{gm} niet grooter worden dan V_{go}, dus volgens (4):

$$i_{am} \leqq S \, V_{go} \, .$$

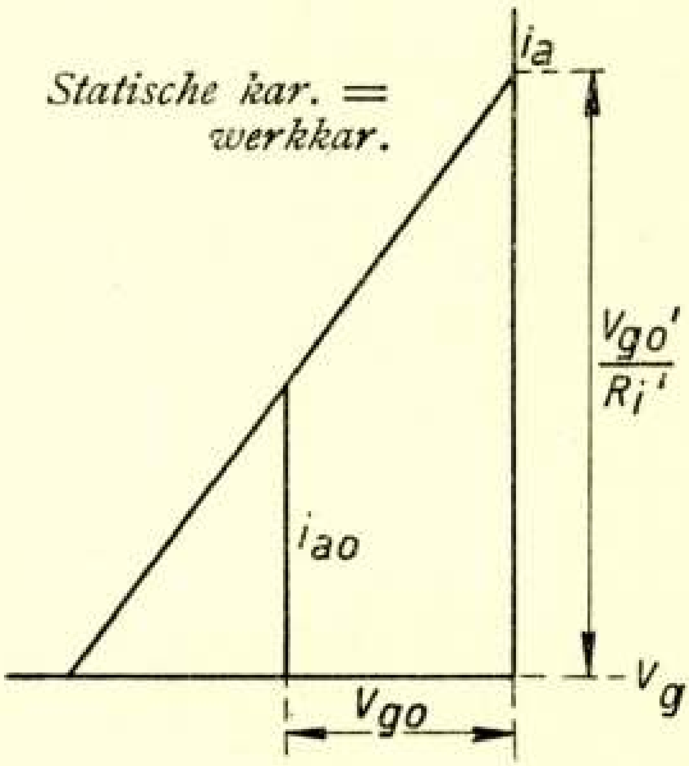
Ten derde mag V_{am} niet grooter worden dan V_{ao}, dat is:

$$i_{am} \leq \frac{V_{ao}}{R_u} .$$

Bij de triode hadden wij met deze grens niet te maken, daar deze daar alleen kan voorkomen bij positieve roosterspanningen en dus toch al uitgesloten is.

De gunstigste waarden voor V_{go} en R_u zijn die, waarbij de drie grenzen aan elkaar gelijk zijn, wat het geval is bij:

$$V_{go} = \frac{V_{go}'}{2g'} \text{ en } R_u = 2\,R_i' \frac{V_{ao}}{V_{go}'}, \text{ waarbij } i_{ao} = \frac{V_{go}'}{2\,R_i'} \text{ wordt.}$$



Figuur 4

Dit geeft voor W:

$$W = \frac{V_{ao} \cdot V_{go}'}{4\,R_i'} .$$

Hieruit volgt, dat hooge spanningen gewenscht zijn, dus voor V_{ao} en V_{go}' beide de volle beschikbare spanning gebruiken. Daarmee is tenslotte:

$$W_{max} = \frac{V_{ao}^2}{4\,R_i'}, \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (9)$$

terwijl $V_{go} = \frac{V_{ao}}{2\,g'}$; $R_u = 2\,R_i'$ en $i_{ao} = \frac{V_{ao}}{2\,R_i'}$ wordt.

Vergelijken wij (9) met (8) dan blijkt dat de tetrode viermaal zooveel vermogen kan leveren als de overeenkomstige triode. Op deze wijze is het dus mogelijk een eindlamp te maken met een

voor kwaliteit en versterking zoo belangrijken hoogen inwendigen weerstand, terwijl tevens een groot vermogen aan den luidspreker kan worden afgegeven zonder tot gevaarlijk hooge spanningen over te gaan.

Het gelijkstroomvermogen is hier $i_{ao} V_{ao} = \frac{V_{ao}^2}{2 R_i'}$.

Het maximaal af te geven vermogen bedraagt dus bij de tetrode-eindlamp de helft van het gelijkstroomvermogen, zoodat ook in dit opzicht door de tetrode een verbetering bereikt kan worden. Dit voordeel wordt behaald door de omstandigheid dat V_{am} hier grooter dan $\frac{1}{2} V_{ao}$ kan worden.

Wij hebben tot nu toe alleen het geval beschouwd, dat in de plaatkring van de eindlamp een constante impedantie is opgenomen. In werkelijkheid hangt deze zeer sterk van de frequentie af. Om het af te geven vermogen te onderzoeken moeten wij nu het probleem iets anders stellen. De uitwendige impedantie kan n.l. door twee oorzaken veranderen: ten eerste doordat wij verschillende luidsprekers beschouwen en ten tweede doordat de frequentie verandert. Om deze oorzaken te scheiden denken wij ons den luidspreker gegeven en over een transformator aan de eindlamp verbonden en vragen nu naar die transformatieverhouding (die wij u zullen noemen), waarbij de stroom door den luidspreker zoo groot mogelijk kan worden [1]). Bij een luidspreker, die direct aan de eindlamp is aangesloten, beteekent verandering van de transformatieverhouding overgang van veel dunne windingen op weinig dikke windingen.

Wij beschouwen eerst het tetrode-geval daar dit eenvoudiger is dan het triode-geval. De stroom door den luidspreker wordt weer beperkt door drie grenzen:

$$i_{am} \leqq u\, i_{ao} = u \frac{V_{ao} - g' V_{go}}{R_i'} ;$$

$$i_{am} \leqq u\, S\, V_{go} ;$$

$$i_{am} \leqq \frac{V_{ao}}{u\, R_u} .$$

De eerste twee grenzen hangen niet van de frequentie af. Het is dus voordeelig deze aan elkaar gelijk te maken, wat het geval is bij:

$$V_{go} = \frac{V_{ao}}{2 g'} \text{ als boven.}$$

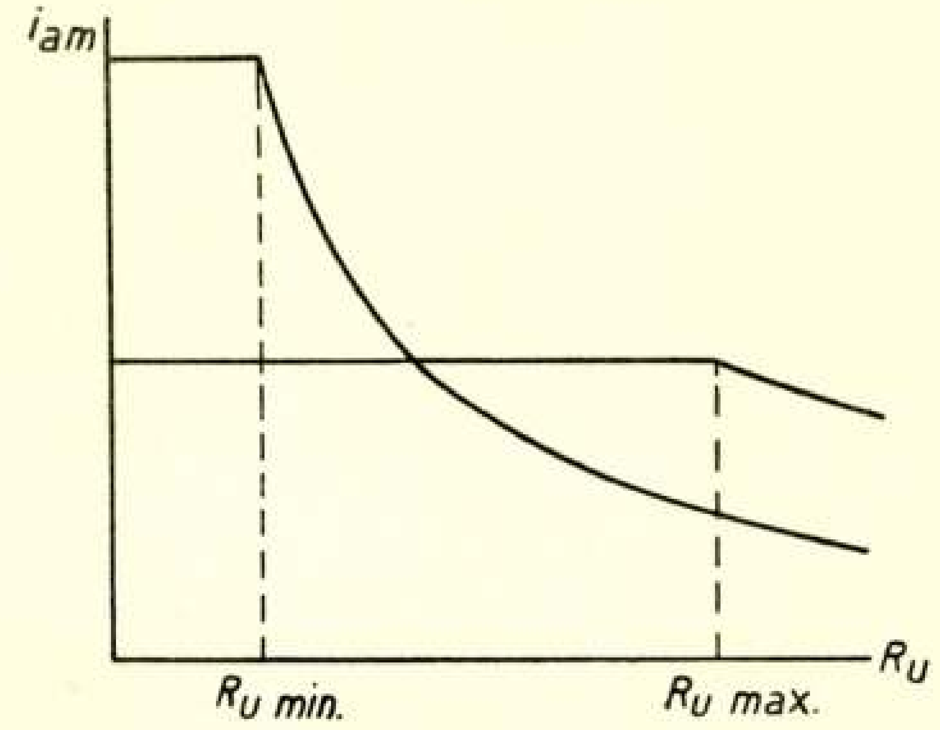
[1]) Deze opmerking dank ik aan Ir. R. Vermeulen.

Hiermee worden de grenzen:

$$i_{am} \leq u \frac{V_{ao}}{2 R_i'} \text{ en } i_{am} \leq \frac{V_{ao}}{u R_u}.$$

Zetten wij deze uit als functie van R_u bij verschillende waarden van u dan krijgen wij fig. 5.

Langs het rechte deel worden wij begrensd door de roosterstroomen en de benedenbocht van de $i_a — V_g$ karakteristieken, langs het gebogen deel door den eisch, dat V_a niet te laag mag komen. Het hoekpunt ligt bij $u^2 R_u = 2 R_i'$. Bij vergrooting van u stijgt het rechte deel, terwijl het gebogen deel daalt. Wij kunnen



Figuur 5

dus voor u niet direct een gunstigste waarde aangeven. Kennen wij van den luidspreker de minimale en de maximale impedantie, dan kunnen wij alleen zeggen dat het hoekpunt daartusschen moet liggen. Dus:

$$u^2 R_{u\,min} \leq 2 R_i' \leq u^2 R_{u\,max}.$$

Neemt R_u met de frequentie toe, dan kan dus bij de bovenste grens bij alle frequenties dezelfde maximale stroom aan den luidspreker worden toegevoerd, terwijl bij de onderste grens deze bij de lage tonen grooter, bij de hooge tonen kleiner is. Om voor u een juiste keuze te kunnen doen, zouden wij gegevens moeten hebben over de verdeeling van de intensiteit van spraak en muziek over de frequenties, over het voorkomen van pieken bij de verschillende frequenties en de veelvuldigheid daarvan. Hierover is niet veel experimenteel materiaal beschikbaar. Bekend is de intensiteitsverdeeling van de spraak. Deze heeft volgens Crandall

en Mc. Kenzie [1]) een scherp maximum bij 100—200 perioden/sec. en valt naar de hooge tonen vrij snel af. Het onderzoek wijst echter niet uit of een bepaalde intensiteit bereikt wordt door weinig sterke of veel zwakke tonen. Het wijst op een sterke intensiteit bij de lage tonen, wat ook overeenkomt met de algemeene ervaring. Wij zouden dus $u^2 R_{u\,min} = 2 R_i'$ moeten kiezen, wat ook voor de versterking gunstig is. Het komt er dus op neer dat wij de luidsprekerimpedantie bij een lage frequentie, b.v. 50 perioden/sec., aan de tetrode aanpassen. In vele gevallen zal deze niet veel van den gelijkstroomweerstand verschillen.

Beschouwen wij het triode-geval met een variabele impedantie, dan komen wij tot analoge conclusies. Hier blijkt:

$$u^2 R_{u\,min} \leqq 2 R_i \leqq u^2 R_{u\,max}$$

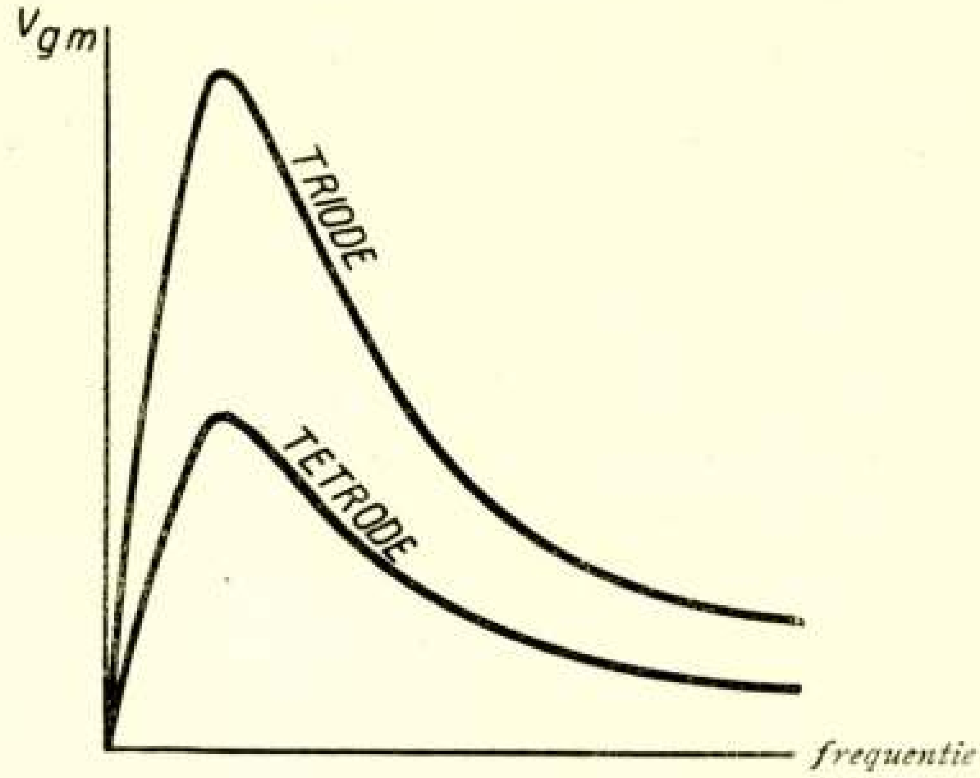
te moeten zijn.

Ook nu zullen wij de impedantie van den luidspreker bij de lage tonen aan de triode willen aanpassen, wat hier echter uit kwaliteits- en versterkingsoogpunt tot een te groote u aanleiding zou geven. Wij zullen een compromis moeten sluiten dat iets ten nadeele van het af te geven vermogen gaat.

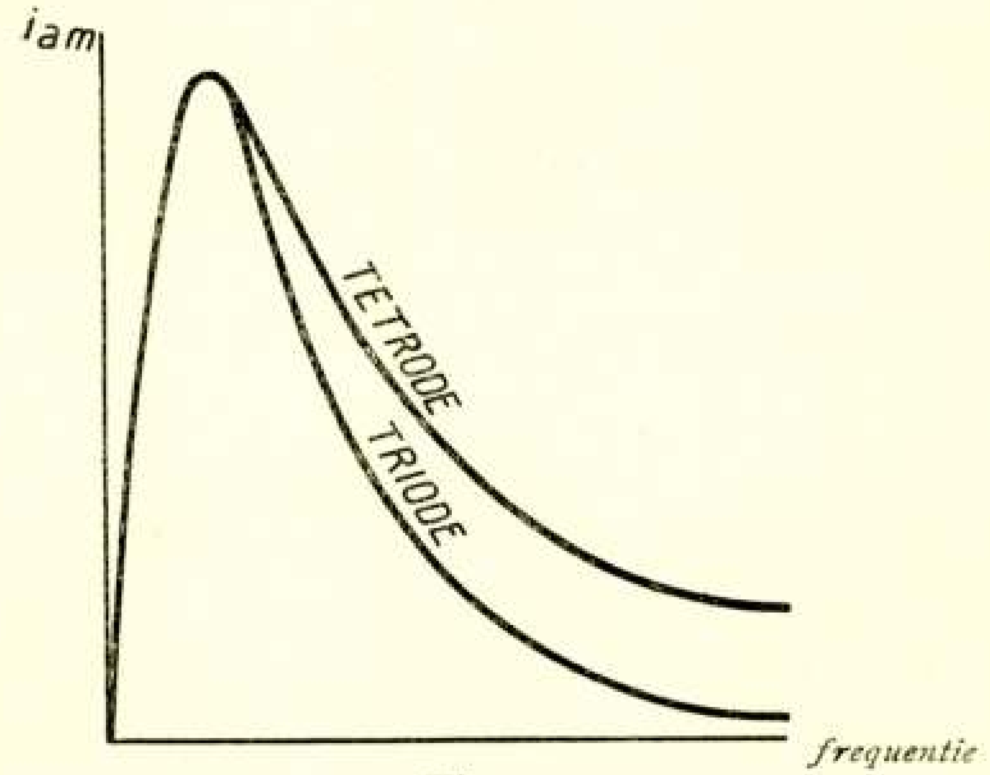
Maar zelfs al doen wij dit niet en hebben wij een tetrode en een triode, die volgens de formule's (8) en (9) hetzelfde vermogen zouden kunnen leveren, dan kan nog met de tetrode een grootere geluidsterkte worden bereikt dan met de triode. Dit vermogen kan dan bij de lage tonen, waarbij wij de luidspreker-impedantie aan de eindlamp hebben aangepast, worden afgegeven. Om volbelast te worden kunnen wij bij de tetrode met ongeveer de helft van de roosterspanningsamplitude volstaan, die bij de triode noodig is. Krijgen wij nu bij de ontvangst op het rooster van de eindlamp trillingen, waarvan de amplituden als in fig. 6 van de frequentie afhangen, dan veroorzaken deze de in fig. 7 weergegeven stroomamplituden door den luidspreker. Dus bij gelijk vermogen bij de lage tonen geeft de tetrode grooter vermogen bij de hooge tonen en daar deze in een gebied van grootere oorgevoeligheid vallen dus toch belangrijk grootere geluidsterkte dan de triode.

Wij hebben tot nu toe den invloed van den gelijkstroomweerstand van den luidspreker steeds buiten beschouwing gelaten. Daar hierdoor spanningsverlies optreedt is het altijd gunstig dezen klein te houden, wat b.v. door toevoer van de energie aan den

[1]) Bell Syst. Techn. Journ. 1, 124, 1922, of Jahrb. d. drahtl. Telegr. 28, 86, 1926.



Figuur 6



Figuur 7

luidspreker via een transformator met een kleinen weerstand van de primaire wikkeling kan geschieden. Gebeurt dit niet, dan heeft de weerstand numeriek een vrij grooten invloed op de gunstigste aanpassing, zonder dat de bestudeering daarvan echter nieuwe inzichten geeft [1]).

Bij de verwezenlijking van de tetrode doen zich nog enkele moeilijkheden voor. De invloed van de plaatspanning op den plaatstroom moet zoo klein mogelijk gehouden worden. De invloed op den stroom, die den gloeidraad verlaat, zal door de aanwezigheid van twee roosters reeds zeer klein zijn. Of nu de invloed op den plaatstroom ook klein zal zijn, hangt nog af van de verdeeling van den stroom tusschen schermrooster en plaat. Daalt

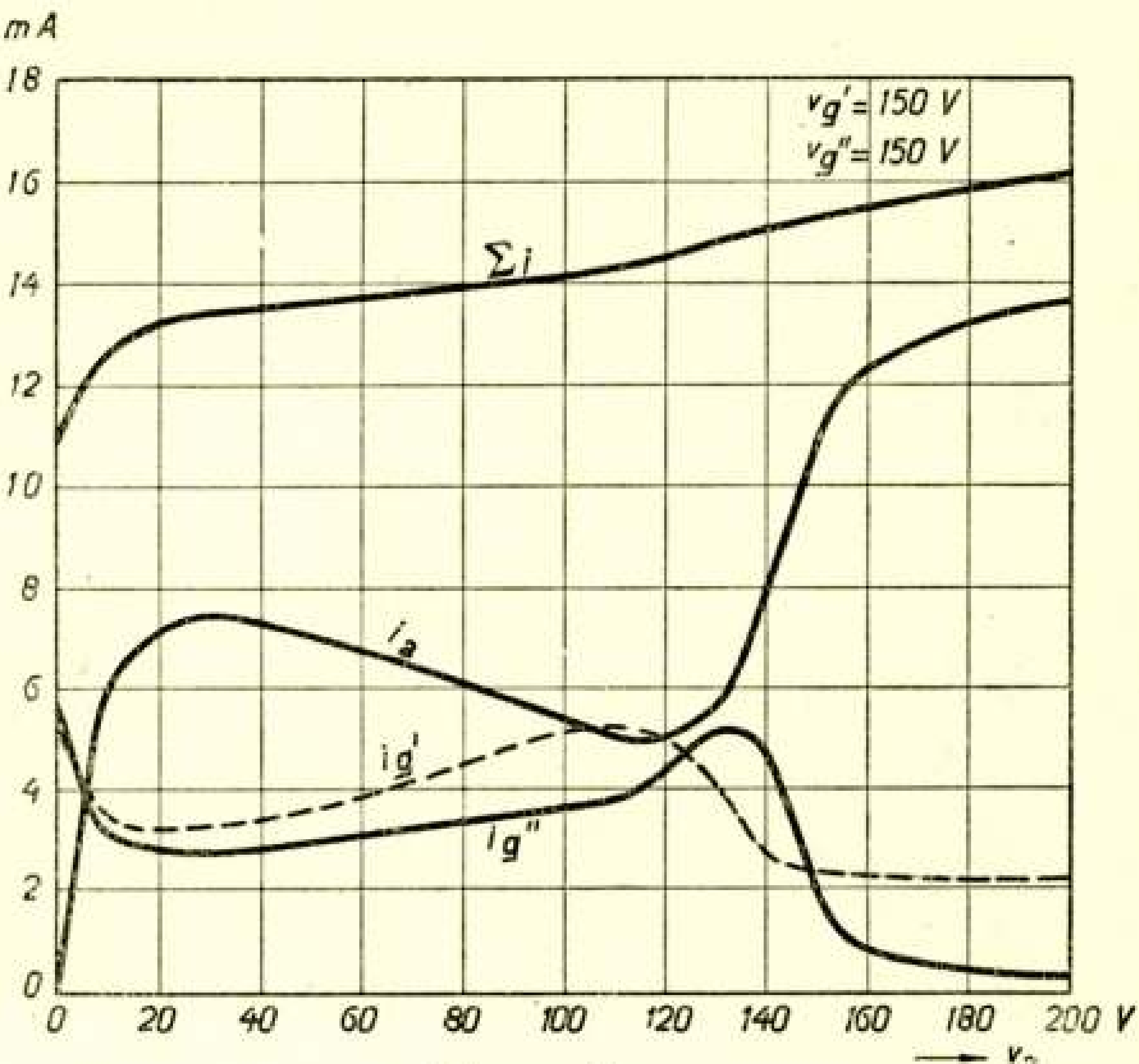
[1]) Zie verder aanhangsel 3.

V_a tot beneden de schermroosterspanning, dan heeft de stroom naar dit rooster neiging om toe te nemen ten koste van den plaatstroom. Voor het grootste deel is dit te wijten aan het volgende verschijnsel. De electronen komen met groote snelheden op de plaat aan en worden daar plotseling geremd. De daardoor vrijkomende energie veroorzaakt plaatselijk een verwarming van het plaatmateriaal waardoor electronen worden vrij gemaakt, die met kleine snelheden de plaat zullen verlaten. Bevindt zich voor de plaat een electrisch veld, dat de electronen naar de plaat trekt, dan zullen deze zoogenaamde secundaire electronen weer naar de plaat terugkeeren en zal men niets van hen merken. Dit is het geval in iedere triode bij een negatieve spanning op het rooster. Krijgt het rooster echter een positieve spanning, die hooger is dan de plaatspanning, dan worden de secundaire electronen van de plaat naar het rooster getrokken, wat zich uit in een vergrooting van den roosterstroom en een vermindering van den plaatstroom. Deze secundaire electronenstroom treedt nu ook op in de tetrode als de plaatspanning lager wordt dan de schermroosterspanning. Hij is te voorkomen door te zorgen dat tusschen schermrooster en plaat een potentiaalminimum bestaat, waardoor de veldsterkte bij de plaat steeds zoo gericht is, dat de secundaire electronen naar de plaat terugkeeren. Dit potentiaalminimum is te bereiken door het aanbrengen van een derde rooster tusschen schermrooster en plaat, dat met den gloeidraad is verbonden, zoodat wij dan van een penthode zouden kunnen spreken. Door de verbinding aan het midden van den gloeidraad te leggen blijft het onverschillig, welk einde van den gloeidraad met de positieve pool van den accu verbonden wordt.

Zijn de secundaire electronen op deze wijze onschadelijk gemaakt, dan blijven nog andere invloeden over. Doordat de electronen nu achter het schermrooster in een vertragend veld komen, zal een gedeelte ervan de plaat niet bereiken maar naar het schermrooster terugkeeren. Ook het aantal der direct van den gloeidraad af naar het schermrooster vliegende electronen zal toenemen bij verlaging van de plaatspanning. Een en ander heeft ten gevolge, dat V_a niet tot nul mag trillen maar slechts tot ongeveer de helft van de schermroosterspanning. Het maximale vermogen blijkt hierdoor niet vier- doch slechts tweemaal zooveel als dat van de overeenkomstige triode te worden [1]. Wij behouden

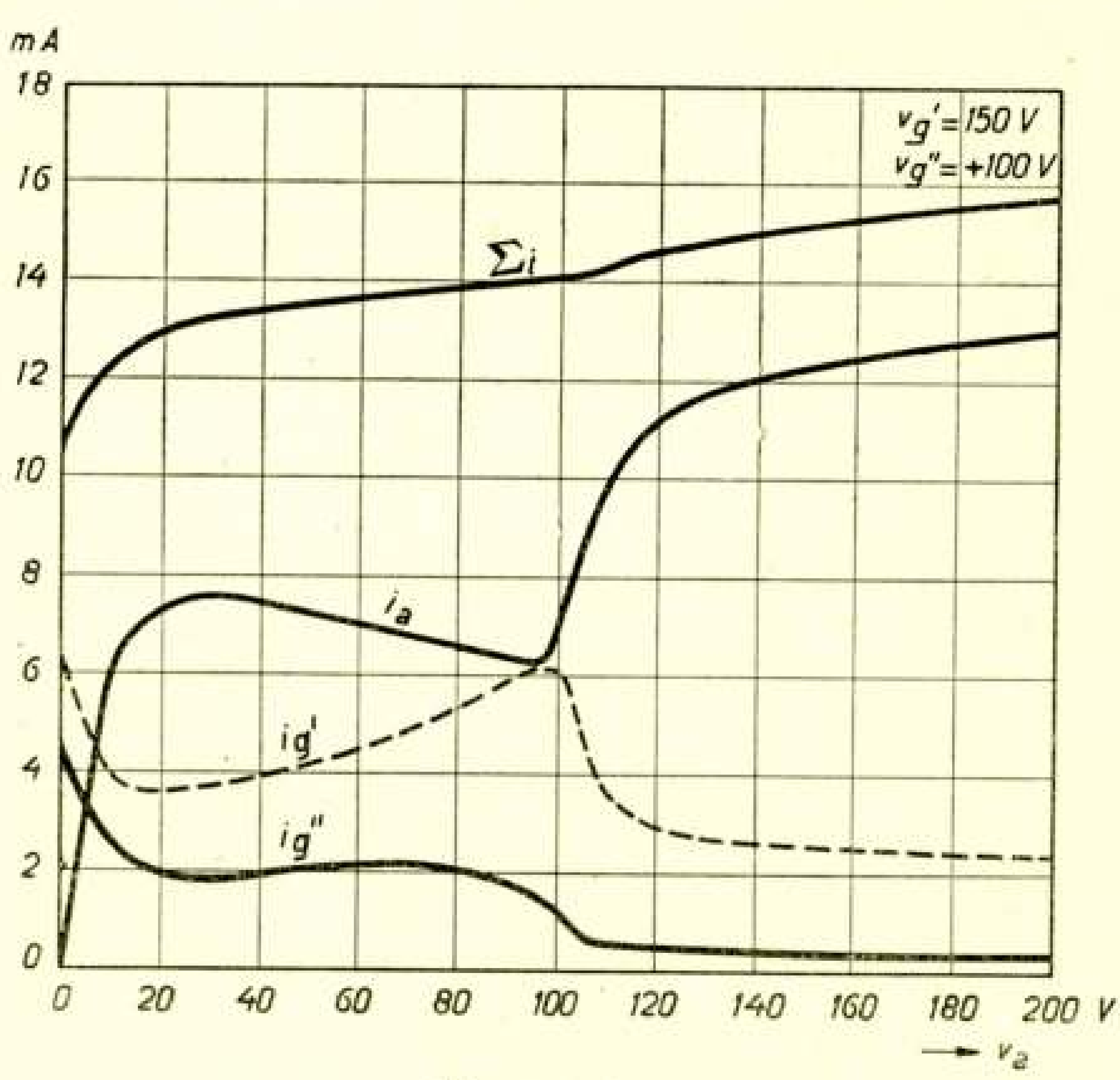
[1] Het optimum voor R_u ligt dan niet meer bij $R_u = 2\,R_i'$, maar bij $R_u = R_i'$.

echter de in de figuren 6 en 7 aangegeven reden tot grootere geluidsterkte met de penthode.



Figuur 8

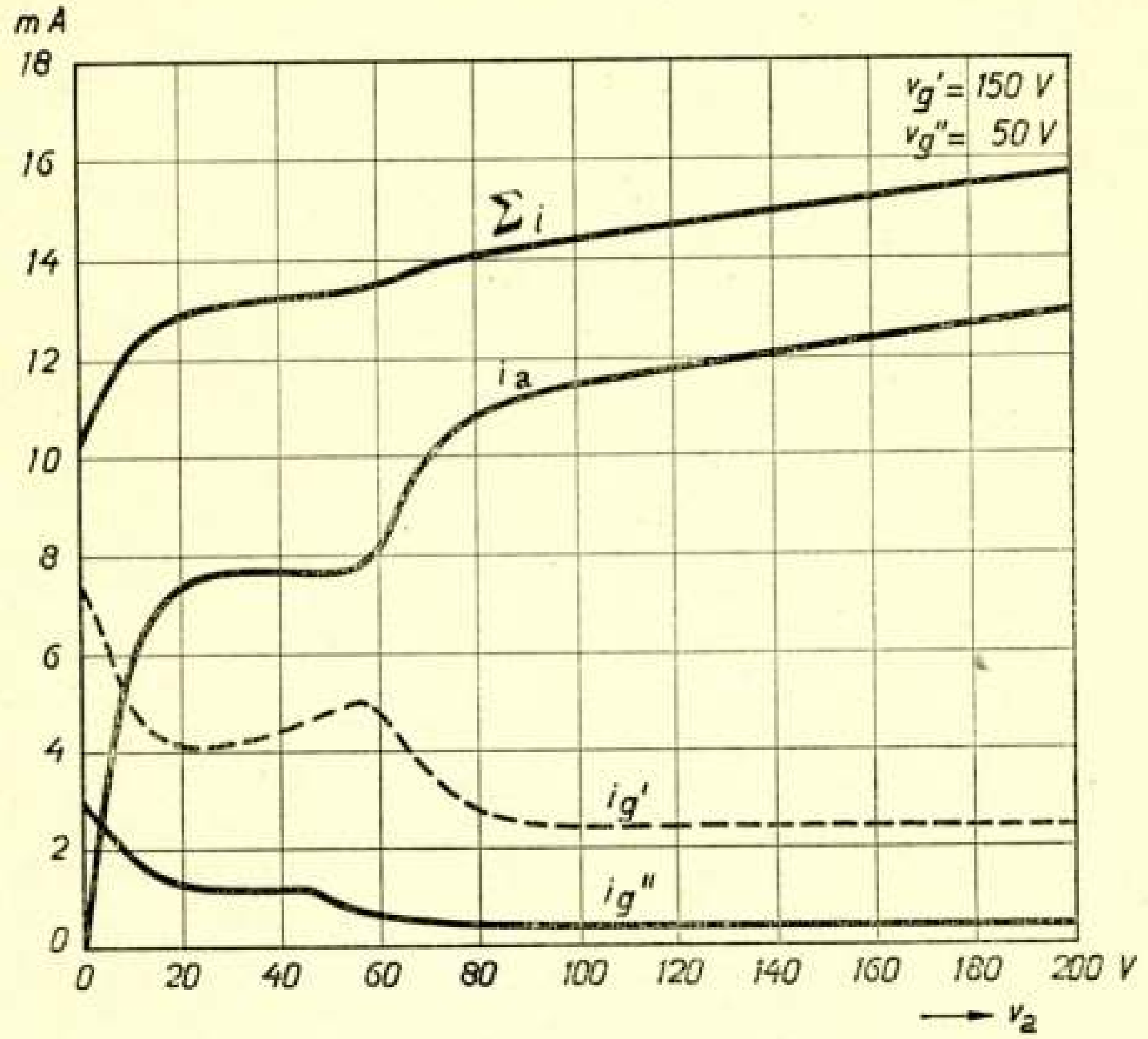
De invloed van het derde rooster is duidelijk te zien aan de in de figuren 8, 9, 10 en 11 geteekende karakteristieken. Om



Figuur 9

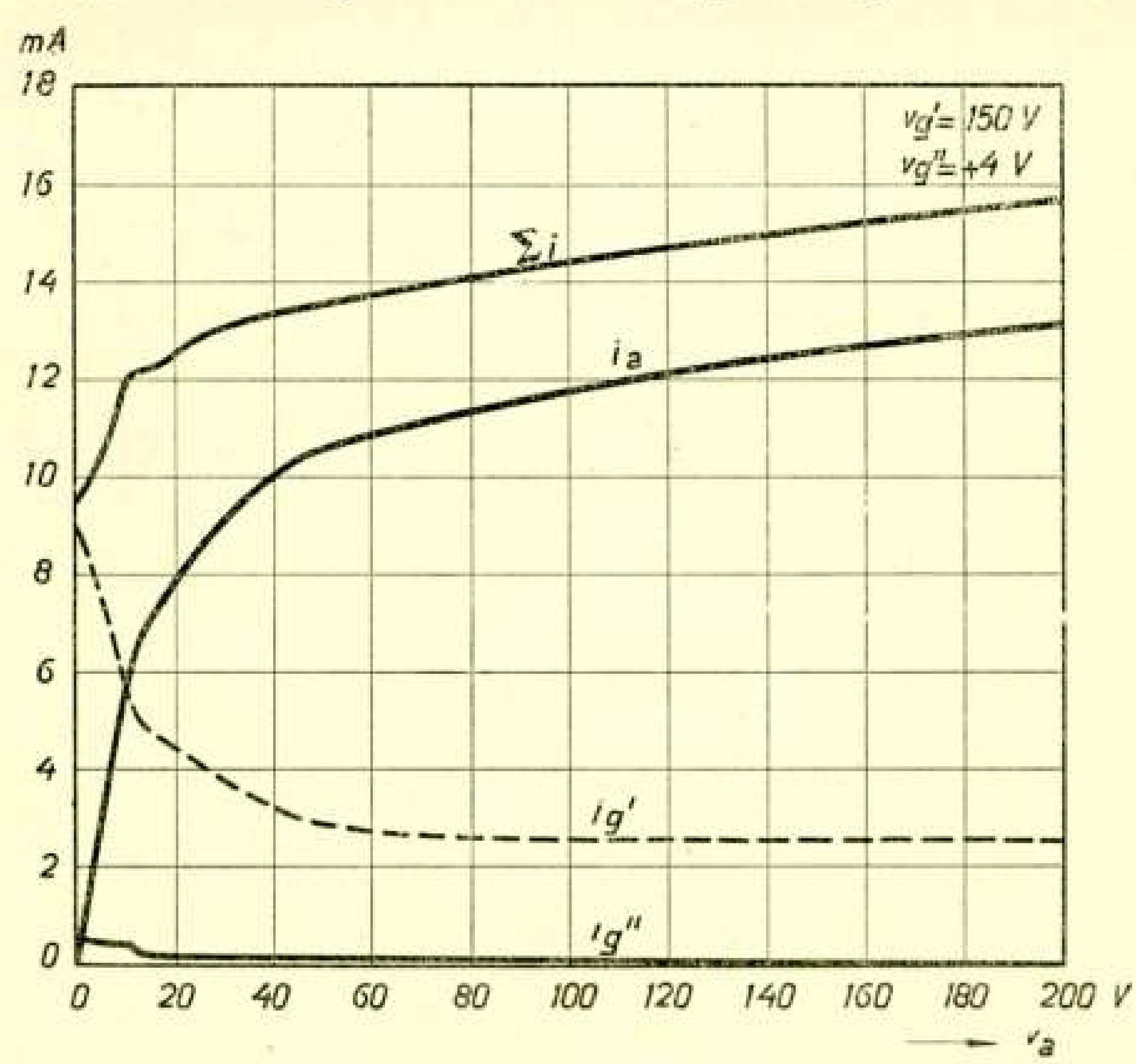
deze op te meten werd een speciale penthode gemaakt, waarbij het derde rooster niet met den gloeidraad was verbonden maar afzonderlijk werd uitgevoerd. Bij verschillende spanningen V_g''

op het derde rooster en constante spanning $V_g' = 150$ Volt op het schermrooster werden de plaatstroom i_a, de schermrooster-



Figuur 10

stroom i_g' en de stroom naar het derde rooster i_g'' gemeten als functie van V_a. De negatieve roosterspanning werd daarbij con-



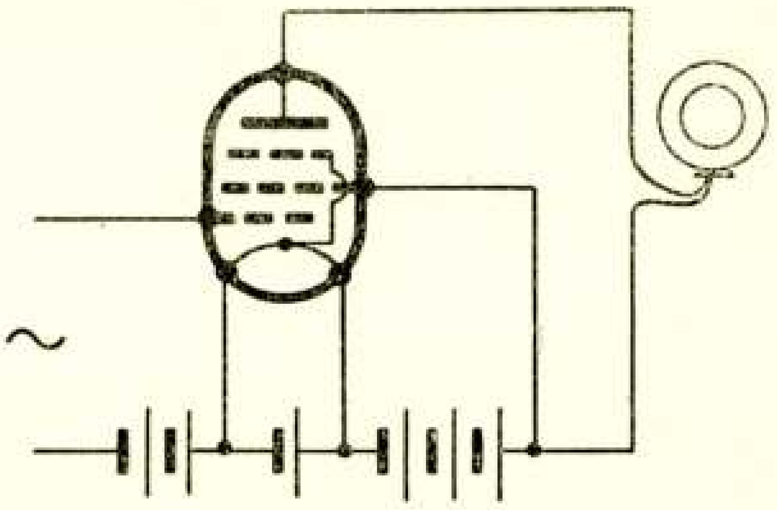
Figuur 11

stant gehouden en voor elke waarde van V_g'' zoo ingesteld, dat de totale stroom steeds ongeveer 15 mA bedroeg. Ook deze somstroom is in de figuren weergegeven.

Wij zien in fig. 8, dat als V_a beneden V_g'' daalt er een sterke secundaire electronenstroom van de plaat wegvloeit, die door de beide roosters wordt opgenomen. Bij lage spanningen houdt deze weer op, daar hier de secundaire emissie zelve ophoudt.

Wordt V_g' verlaagd, dan treedt de secundaire emissie pas bij lagere plaatspanning op, terwijl ook de zakken van de plaatstroom-karakteristiek kleiner worden. Ligt het derde rooster aan den gloeidraad, dan is de zak geheel verdwenen.

Een dergelijke penthode wordt onder den naam B 443 voor 4-Volts gloeidraad en D 143 voor 1-Volts gloeidraad met wisselstroomvoeding door de N.V. Philips' Radio in den handel gebracht. Het binnenrooster is het stuurrooster, waarop dus de trillingen van de voorafgaande lamp worden overgebracht. Het middenrooster is door de huls uitgevoerd en moet verbonden worden met de positieve pool van anode-batterij of plaatspanning-apparaat. Het buitenrooster is in de lamp verbonden met het



Figuur 12

midden van den gloeidraad. De versterkingsfactor bedraagt 100, de steilheid 1,8 mA/Volt. Bij 150 Volt op plaat en schermrooster is slechts 15 Volt negatieve roosterspanning noodig, waarbij de plaatstroom 12 mA bedraagt.

De beste aanpassing wordt verkregen met een luidspreker met een gelijkstroomweerstand van 2000—3000 Ohm. Wordt de gelijkstroom uit den luidspreker gehouden met behulp van een smoorspoel of van een transformator 1 op 1, waardoor het gelijkspanningsverlies wordt opgeheven, dan mag de weerstand worden opgevoerd tot 3000—5000 Ohm.

Resumeerend kunnen wij dus zeggen dat aan de penthode-eindlamp de volgende voordeelen verbonden zijn:

Gelijkmatige weergave van alle frequenties, waardoor de hooge tonen beter tot hun recht komen.

Groote versterking.

Groote geluidsterkte.
Kleine negatieve roosterspanning.

EINDHOVEN, December 1927.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

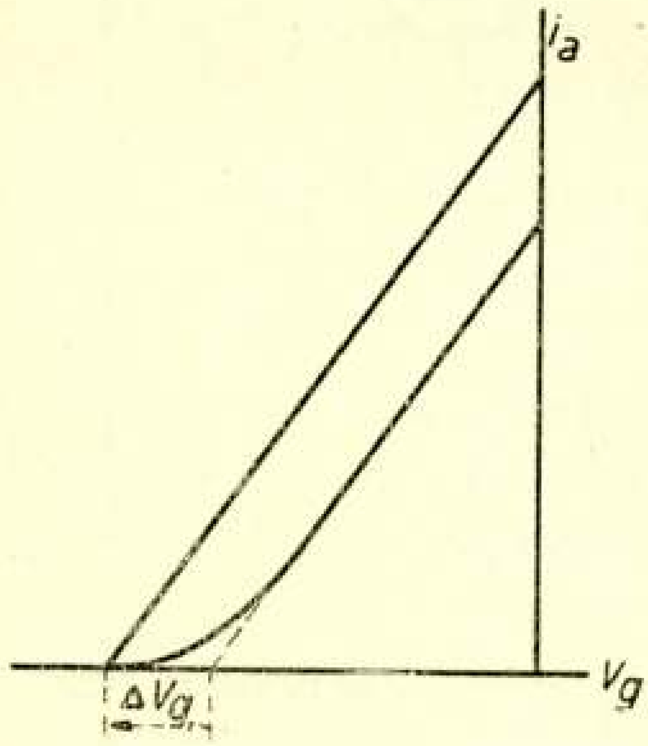
AANHANGSEL

1. Wil men W_{max} voor een gegeven triode berekenen, dan moet in verg. (8) nog een vrij belangrijke correctie worden aangebracht. In werkelijkheid loopen de karakteristieken krom en wij hebben ze benaderd door de getrokken lijn in fig. 13, die de V_g-as snijdt in het punt $V_g = -\frac{V_{ao}}{g}$.

Een betere benadering is de gestippelde lijn, die de as snijdt in het punt:

$$V_g = -\frac{V_{ao}}{g} + \triangle V_g = -\frac{V_{ao} - g\triangle V_g}{g}.$$

Het is dus alsof de anodespanning met een bedrag $g\triangle V_g$ ver-



Figuur 13

kleind is. Willen wij ook buiten het onderste gekromde deel van de karakteristiek blijven, dan wordt W_{max} nog iets kleiner, zoodat wij in een practisch geval mogen zetten:

$$W_{max} = \frac{(V_{ao} - g\triangle V_g)^2}{18\,R_i}.$$

$\triangle V_g$ is uit de karakteristieken te bepalen. De correctie heeft ten gevolge, dat verdubbeling van de anodespanning W_{max} meer dan viermaal zoo groot maakt.

2. Ligt in de plaatketen niet een weerstand maar een impedantie $Z_u = R_u + j X_u$, dan kunnen wij de boven gebruikte methode ter berekening van het maximaal af te geven vermogen blijven toepassen. De grens:

$$i_{am} \leq \frac{V_{ao} - g V_{go}}{R_i}$$

blijft bestaan. De tweede grens wordt:

$$i_{am} \leq \frac{g V_{go}}{|R_i + Z_u|}.$$

De grenzen zijn aan elkaar gelijk als:

$$V_{go} = \frac{V_{ao}}{g} \cdot \frac{|R_i + Z_u|}{R_i + |R_i + Z_u|},$$

$$\text{waarmee } i_{ao} = \frac{V_{ao}}{R_i + |R_i + Z_u|} \text{ en}$$

$$W = \frac{V_{ao}^2}{2} \cdot \frac{R_u}{\{R_i + |R_i + Z_u|\}^2} \text{ wordt.}$$

Laten wij de fasehoek φ, $tg\,\varphi = \frac{X_u}{R_u}$, constant, dan kunnen wij een optimum voor $|Z_u|$ bepalen. Daarvoor moeten wij het maximum van:

$$\frac{R_u}{\{R_i + \sqrt{(R_i + R_u)^2 + R_u^2\, tg^2\varphi}\}^2}$$

bepalen.

Het differentiaalquotient naar R_u nul gesteld geeft:

$$|Z_u|^3 - 3 R_i^2 |Z_u| - 2 R_i^3 \cos\varphi = 0.$$

Met $\cos\varphi = 0$, $\varphi = \pm 90°$ geeft dit $|Z_u| = R_i \sqrt{3}$.

Stijgt $\cos\varphi$, dan neemt $|Z_u|$ toe.

Bij $\cos\varphi = \frac{1}{2}\sqrt{2}$, $\varphi = \pm 45°$ is $|Z_u| = 1.93\, R_i$.

Bij $\cos\varphi = 1$, $\varphi = 0$ is $|Z_u| = 2\, R_i$.

Bij $\varphi = \pm 90°$ wordt:

$$V_{go} = \frac{2}{3}\frac{V_{ao}}{g};\quad i_{ao} = \frac{1}{3}\frac{V_{ao}}{R_i};$$

$$W_{max} = \frac{V_{ao}^2}{6\sqrt{3}\,R_i}\cos\varphi.$$

Bij $\varphi = \pm 45°$ wordt dit:

$$V_{go} = 0{,}73 \frac{V_{ao}}{g}; \; i_{ao} = 0{,}27 \frac{V_{ao}}{R_i};$$

$$W_{max} = \frac{V_{ao}^2}{14{,}4 \, R_i} \cos \varphi.$$

Dit verschilt nog maar heel weinig van het geval met alleen weerstand.

3. Berekenen wij het aan een gewonen weerstand (dus met gelijkspanningsverlies) maximaal af te geven vermogen van een triode en van een tetrode, dan blijkt dit de helft te zijn van de bovengevonden waarden. De gunstigste waarden voor R_u zijn dan $R_u = R_i$ resp. R_i', dus ook de helft van boven. Om de frequentie-afhankelijkheid van de impedantie in rekening te brengen kunnen wij den luidspreker weer over een transformator aangesloten denken, waarvan nu de primaire wikkeling een gelijkstroomweerstand $u^2 R_g$ heeft. Deze weerstand hangt van de transformatieverhouding u af, omdat verandering van transformatieverhouding hier zeggen wil: overgaan van veel dunne windingen van het luidsprekerspoeltje op weinig dikke. De gelijkstroomweerstand verandert daarbij tevens.

Voor u vinden wij zoo bij de tetrode de grenzen:

$$u^2 (R_{u\,min} + R_g) \leqq 2 \, R_i' \leqq u^2 (R_{u\,max} + R_g).$$

Is $R_g = R_{u\,min}$ dan wordt dit:

$$2 \, u^2 \, R_{u\,min} \leqq 2 \, R_i' \leqq u^2 (R_{u\,max} + R_{u\,min}). \text{ [1]}$$

Voor de triode vinden wij het overeenkomstige als wij R_i' door R_i vervangen.

SUMMARY

The action of the loudspeaker-valve is considered as regards quality, amplification, quantity and economy. Quality and amplification demand a valve whose internal resistance is high in comparison with the impedance of the loudspeaker. This can be reconciled with large quantity by putting a positive screen-grid between control-grid and plate. To prevent secondary emission a third grid between screen-grid and plate is necessary which can be connected directly to the filament.

[1] Bij de practisch te verwezenlijken penthode moet hier weer $2 \, R_i'$ door R_i' worden vervangen.

ENKELE PHYSISCHE BESCHOUWINGEN OVER ULTRA-KORTE GOLVEN, MEDE IN VERBAND MET DE UIT-ZENDINGEN VAN HET PHILIPS' RADIO-LABORATORIUM

DOOR

Dr. BALTH VAN DER POL

Voordracht, gehouden voor het Nederlandsch Radiogenootschap op 17 September 1927

In zijn openingsrede ter vergadering van de Volkenbond-Commissie voor intellectueele samenwerking in Juli van dit jaar te Genève gehouden, roerde prof. Lorentz kort de ontwikkeling van de draadlooze telefonie aan, welke Koningin Wilhelmina gelegenheid heeft geboden met Oost- en West-Indië te spreken. Prof. Lorentz zeide daarbij:

„Indien men zou trachten zich rekenschap te geven van alles wat aan deze verwezenlijking heeft moeten vooraf gaan, aan proefnemingen, mathematische berekeningen, technische procédé's, dan zou men een lange lijst vinden van natuurkundigen en ingenieurs, tot de meest verschillende landen behoorend, die daarin allen aandeel hebben gehad."

Het is mij in den gegeven tijd onmogelijk deze lange rij van onderzoekingen, die zoowel op theoretisch als experimenteel gebied liggen, eenigszins volledig te behandelen. Ik zal mij dus heden moeten beperken tot de uiteenzetting van enkele groote lijnen, die het onderzoek betreffen van de *emissie*, *transmissie* en *receptie* van ultra-korte-golven.

Het is bekend, dat tot voor enkele jaren een algemeen streven bestond in de wereld der radiotelegrafie om steeds langere golven te gebruiken. In zekeren zin lag dit ook voor de hand, want wil men een draadlooze verbinding tot stand brengen tusschen twee punten op aarde, wier afstand van de orde is van de aardmiddellijn, dan zal het tusschenliggend deel der aarde een groot beletsel vormen voor de golven. Immers tusschen zender en ontvanger verheft zich een hoog bolsegment waaromheen de golven buigen moeten. De buiging van de golven om obstakels heen zal des te

makkelijker geschieden, naarmate het obstakel kleiner, of de buigende golf langer is, en een theorie, die de atmosfeer als een goede isolator behandelde, wees dan ook uit, dat met het langer worden der golven men grootere afstanden kon overbruggen.

Bovendien was uit metingen door Austin een formule afgeleid, die ook inhield, dat vergrooting van de golflengte, vergrooting van de te overbruggen afstand gaf, maar: de genoemde eerste theoretische formule verschilde toch nog aanzienlijk van de empirisch gevonden waarden en de reeds in 1902 door Heaviside en Kennelly uitgesproken hypothese van een belangrijken, gunstigen invloed van de hooge atmosfeer op de voortplanting van de radiogolven kreeg meer en meer grond.

Door gebrek aan een nauwkeurige kennis van de samenstelling en vooral van den electrischen toestand van de hooge atmosfeer kon onmogelijk een theoretische voorspelling van het gedrag van ultra-korte golven worden gegeven, zoodat men geheel op het experiment was aangewezen.

Vaak leest men, vooral in populaire radiolitteratuur, dat het „radio-amateurs" waren, ik meen vooral Amerikaansche amateurs, die het eerst zouden hebben gewezen op de groote werkingssfeer van de ultra-korte golven.

Als voorbeeld van deze opvatting noem ik een citaat van prof. Eccles [1]:

„It could not be reiterated too forcibly that it was the amateurs who discovered the valuable properties of short waves across long distances."

Daartegenover kan gesteld worden dat G. Marconi (in samenwerking met C. S. Franklin) tegelijk, zoo niet vroeger, op de transmissie-eigenschappen van de ultra-korte golven wees [2], zooals blijkt uit een lezing door hem gehouden op 2 Juli 1924.

Later schrijft Marconi [3]:

„I am unable to find any paper read before a scientific society or any writing or article which, prior to July 1924, pointed out that waves of the order of 100 m and under were in any way particularly suitable for long distance radio transmissions or which came to anything like the conclusions clearly expressed in my paper".

Ook prof. J. A. Fleming deelt deze opvatting waar hij schrijft [4]:

---

[1] *Electr.* 93, 378, 1924.

[2] C. S. Franklin, Short wave directional wireless Telegraphy, *Journ. Inst. Electr. Eng.* 60, 930, 1922.

Marconi, Lecture before Royal Soc. of Arts, 2 July, 1924, *Electrician* 93, 43, 1924.

[3] *Electrician* 96, 148, 1926.

[4] *Nature*, 24 Jan. p. 123, 1925.

„Senatore Marconi gave details in July of his remarkable archievements with electric waves of relatively short wavelength, and in December of his discovery that waves of only 30 metres in length, or about 100ft, can be used for reliable communication at day as well as at night over any distance, even to the antipodes... In this most important advanee, he has certainly priority of archievement, as he had in 1901, in long-wave transmission across the Atlantic".

Wij voegen hieraan toe dat de N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken 22 October 1923 twee zendtrioden aan de Marconi Co. leverde, die speciaal ontworpen waren voor het gebruik met zeer korte golven.

Het komt ons dan ook voor, dat hier, evenals zoo vaak het geval is bij belangrijke vorderingen in de wetenschap of techniek, de vooruitgang te danken is aan het werk van velen en dat de juiste beoordeeling daarvan moet geschieden in den geest, waarin de boven aangehaalde woorden van prof. Lorentz zijn geuit.

Ter verkrijging van golven van b.v. 30 M. lengte, moet men wisselstroomen opwekken van een frequentie van 10^7 perioden per seconde. Op de kort geleden te Londen gehouden vergadering van de technische commissie van de *Union Internationale de Radiophonie* werd een voorstel gedaan om van het begrip „golflengte" over te gaan tot „frequentie" van den wisselstroom, die deze golven in het leven roept. Men heeft zelfs voorgesteld, om voor deze frequentie een nieuwe eenheid in te voeren, n.l. *één periode per seconde = 1 Hertz*. Deze eenheid die reeds sedert eenigen tijd in Duitschland in gebruik is, karakteriseert dus een radio-zendstation, b.v.:

Hilversum,	$\lambda = 1060$ M.,	komt overeen met 283 Kilohertz.
Daventry,	$\lambda = 1600$ M.,	komt overeen met 188 Kilohertz.
Philips' Radio-Lab.,	$\lambda = 30.2$ M.,	komt overeen met 9930 Kilohertz.

O. i. is dit een stap in de juiste richting (die bovendien in Amerika reeds sedert eenigen tijd is gedaan), omdat een frequentie direct bepaald kan worden, wanneer men den tijd kan meten. Ter bepaling van de golflengte uit de frequentie is n.l. de kennis van de voortplantingssnelheid van het licht noodig, dus een experimenteel gegeven meer. Wij zullen ons dus in de toekomst aan deze frequentieopgave moeten wennen.

Zooals wij zagen is voor het voortbrengen van golven van 30 M. een wisselstroom noodig van een frequentie van ca. 10^7 Hertz. De sterkstroomtechniek is gewend te denken in en berekeningen

uit te voeren met een frequentie van 50 Hertz en ieder electrotechnicus zal toegeven dat de stap van wisselstroomen van 50 Hertz tot die van de frequenties zooals worden gebruikt b.v. in het station Kootwijk (24.000 Hertz) ons voert in een nieuw gebied der electrotechniek. Welnu de stap van Kootwijk (24.000 Hertz) naar Eindhoven (10^7 Hertz) is ongeveer even groot als de stap van onze 50 periodenmachines naar Kootwijk.

Uit deze eenvoudige berekening blijkt, dat de moeilijkheden die zich voordeden bij het experimenteele werken met lange golven zich quadratisch voordoen bij het werken met ultrakorte golven. Wij zijn hier in een frequentiegebied gekomen, waar het uitgesloten is met wisselstroommachines te werken. Ook gasontladingen zijn te traag en electronen-ontladingen kunnen nog juist op de gewone wijze gebruikt worden. Wij doelen hier natuurlijk op de triode.

Dat de trioden n.l. voor de kortste radiogolven nog maar juist functionneeren op de voor lange golven gebruikelijke wijze, volgt uit een eenvoudige berekening. Want de tijd, die een electron noodig heeft om in een homogeen veld een spanningsverschil van V Volt te doorloopen bedraagt:

$$T_{sec.} = \frac{l_{c.m.}}{30 \cdot 10^6 \sqrt{V_{volt}}} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

waaruit volgt, dat deze overgangstijd van een electron bij de gebruikelijke spanningen en dimensies van trioden reeds van de orde begint te worden van den trillingstijd van de kortste in de radio gebruikte golven. Neemt men b.v. in (1) de volgende practische getallen aan: $l = 3$ c M., $V = 1000$ Volt, dan wordt de overgangstijd $T = 0.3 \times 10^{-8}$ sec., terwijl de trillingstijd van een golf van 10 M. slechts tienmaal grooter is. Wanneer men dus een wisselspanning van een nog een weinig verder opgevoerde frequentie op de anode van een diode brengt, dan zal het kunnen voorkomen dat een electron, dat onder den invloed van een momenteele positieve spanning op de anode de gloeidraad verlaat, halverwege op zijn weg naar de anode, doordat de anode dan negatief is geworden, weder wordt teruggestooten. Men kan theoretisch aantoonen dat deze toestand tot labiliteit kan voeren en ook experimenteel treft men dezen labielen toestand aan.

Maar ook wat de leiding-voering betreft is groote voorzichtigheid geboden. Neem b.v. stroomen van een frequentie 2.10^7, die overeenkomt met een golflengte van 15 M. Een stuk koperdraad

van 2 m.M. diameter en een lengte van 1 M. heeft voor deze stroomen een impedantie van 165 Ohm. En wanneer men twee dergelijke draden van 1 M. lengte op een afstand van 5 c.M. aan elkaar parallel voert, dan bestaat er een capaciteit tusschen deze draden, die voor de gebruikte frequentie een capacitieve shuntweerstand vertegenwoordigt van ca. 12.000 Ohm. Het is dan ook meer regel dan uitzondering, dat wanneer men twee ampèremeters op een onderlingen afstand van b.v. 1 M. in een keten zet, de beide ampèremeters verschillende aanwijzingen geven, omdat een deel van den stroom op dien 1 M. langen draad reeds capacitief de keten verlaten heeft.

Door het skin-effect moeten wij ook met geheel andere weerstanden rekenen. Een koperdraad van 2 m.M. diameter heeft b.v. bij $\lambda = 15$ M. een hoog-frequentie-weerstand gelijk aan 36 maal den gelijkstroom-weerstand. En een koperen stang van 2 c.M. diameter heeft bij deze frequentie een 360 maal grooteren weerstand dan voor gelijkstroom. Hieruit blijkt, dat de grootte-orden van de electrische grootheden geheel verschillend zijn bij het werken met deze ultra-hooge frequenties van die bij de gewone wisselstroom-techniek.

Ook bij het werken met hooge spanningen van deze ultra-hooge frequenties doet zich een moeilijkheid voor, want de tijd-periode van deze snel veranderlijke spanningen begint hier van de orde te worden van den tijd, die volgens de kinetische gastheorie verloopt tusschen twee opeenvolgende stooten van de gasmoleculen in de lucht, zoodat het kan voorkomen, dat een ion of electron onder den invloed van de hoogfrequente wisselspanningsgradiënt, op één of meer vrije banen een grootere hoeveelheid kinetische energie verkrijgt, dan in een statisch veld van dezelfde veldsterkte het geval is; en het resultaat hiervan is, dat men bij deze hoogfrequente spanningen veel eerder een overslag verkrijgt dan met gelijkspanning.

Voorts nemen de verliezen in condensatoren voor een gegeven spanning, zooals bekend is, met de frequentie toe. Met benadering kan men zeggen, dat een condensator zich gedraagt, alsof parallel aan een verliesvrije capaciteit een weerstand is gelegd, waarvan de waarde omgekeerd evenredig met de frequentie verandert. Want de verlieshoek is ongeveer constant.

Bij verhooging van de frequentie wordt dus deze schijnbare weerstand kleiner en nemen derhalve bij een gegeven spanning de verliezen en de temperatuur snel toe, waardoor een thermisch-electrische labiliteit ontstaat, die tot doorslag aanleiding kan geven

doordat èn de doorslagspanning èn de weerstand bij verhooging van temperatuur kleiner worden.

Een belangrijk practisch punt, waar wij thans toe overgaan bij den zender, speciaal bij een telefoniezender, is de constantheid van de frequentie van de uitgezonden golven. Eén van de bekende modulatie-methoden bij een telefoniezender bestaat daarin, dat men de anodespanning van een triode in audiofrequentie varieert. Bij iedere anode-spanning behoort een zekere antennestroom, die ongeveer met deze anode-spanning evenredig is, en wanneer derhalve de anode-spanning met behulp van versterkers evenredig wordt gemaakt aan de luchtdruk veranderingen bij het spreken in de studio, zal ook de momenteele waarde van de amplitude van den hoogfrequenten wisselstroom in de antenne hiermede, althans bij benadering evenredig zijn.

Analytisch kan men dit als volgt uitdrukken:

Laat de luchtdruk variaties in de studio zijn $f(t)$, welke functie dus het gesproken woord vertegenwoordigt; de hierbij behoorende, na versterking verkregen, anode-spanning van de zendtriode is derhalve:

$$V_a = V_{ao} + a f(t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

waarin a een constante is. Laat voorts de antennestroom, behoorend bij een anode-spanning V_a, worden voorgesteld door:

$$i_{ant} = \beta \, V_a \sin \omega t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

waarin ω de hoekfrequentie is van de uitgezonden golven, en β weder een constante voorstelt. De momenteele antennestroom zou dus bij het spreken in de studio worden:

$$i_{ant} = \beta \left\{ V_{ao} + a f(t) \right\} \sin \omega t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

en wij zouden inderdaad een theoretisch ideaal gemoduleerd signaal verkrijgen.

Evenwel doet zich hier een moeilijkheid voor, die practisch van het uiterste belang is. Het is n.l. bekend dat de hoekfrequentie ω van een trillingsketen, wanneer deze in oscillatie wordt gehouden door een triode, niet zuiver gegeven is door de formule:

$$\omega^2 = \frac{1}{L\,C}$$

waarin L en C resp. de zelfinductie en capaciteit van het trillend systeem voorstellen.

Reeds bij een gewone trillingskring zonder triode-excitatie vindt

men n.l. al een quadratische frequentie-correctie door den weerstand r, n.l.

$$\omega^2 = \frac{1}{L\,C} - \frac{r^2}{4\,L^2} = \omega_o^2 \left(1 - \frac{r^2\,C}{4\,L}\right)$$

waarin $\omega_o^2 = \frac{1}{L\,C}$, de ideale frequentie voorstelt zonder correctie door den weerstand.

Aangezien nu de karakteristiek van een zendtriode steeds gekromd verloopt, zal er in het trillingssysteem, wanneer men de anode-spanning verandert, telkens een andere differentiaal weerstand in het systeem zich bevinden en daaruit volgt, dat de frequentie van de door de triode opgewekte trillingen niet geheel constant zal zijn, maar dat deze afhangt van de momenteele waarde van de anode-spanning V_a, m. a. w.:

$$\frac{\partial\,\omega}{\partial\,V_a} \neq 0$$

of

$$\omega = \omega_o\,(1 + \psi\,(V_a))$$

waarin $\psi\,(V_a)$ een functie van de anode-spanning is, en het karakter heeft van een kleine frequentie correctie, die [1]) nauw samenhangt met de kromming der triode karakteristiek. In plaats van de uitdrukking (4) verkrijgt men derhalve:

$$i_{ant} = \beta \left\{ V_{ao} + a\,f\,(t) \right\} . \sin \left\{ \omega_o \int (1 + \psi\,(V_a))\,dt \right\} \text{ [2])}$$

Deze formule geeft aan dat bij het spreken voor de microfoon niet alleen de *amplitude* van de antenne stroom

$$\beta \left\{ V_{ao} + a\,f\,(t) \right\}$$

zooals de bedoeling is, in audio-rhythme wordt gewijzigd, maar dat ook de *frequentie*

$$\omega_o\,(1 + \psi\,(V_a))$$

met de anode-spanning, niet bedoeld, wordt veranderd. Men verkrijgt dus zoowel *amplitude-modulatie* als *frequentie-modulatie*. Een procentueel kleine 300-perioden-rimpel van een niet volkomen afgevlakte voedingsspanning kan onder deze omstandigheden al een absolute frequentie modulatie ten gevolge hebben, waardoor,

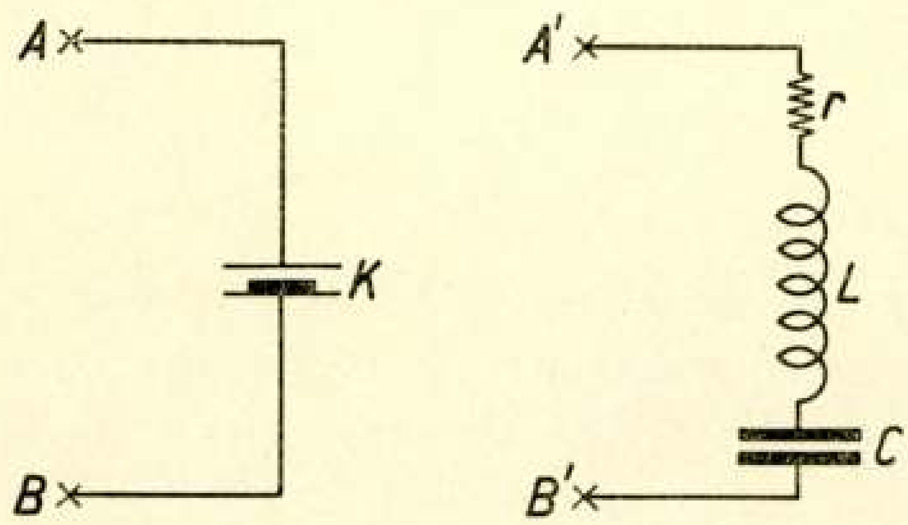
[1]) *Tijdschrift van het Ned. Radiogenootschap*, I, 1, 1920.

[2]) Deze opvatting wijkt af van eenige door J. R. Carson gegeven berekeningen, die echter naar onze meening enkele correcties behoeven, zie: *Proc. Inst. of Radio Eng.* 10, 57, 1922.

wanneer dit signaal op een ontvanger werkt, het inkomend signaal 300 maal per seconde buiten het resonantie-gebied van den ontvanger valt, waardoor dus deze wisselstroom-toon zeer luid in den ontvanger hoorbaar wordt, terwijl, ware de frequentie-modulatie niet aanwezig, men van de kleine amplitude-modulatie weinig zou hooren.

Een oplossing van deze moeilijkheid, die ook in den door den heer J. J. Numans gebouwden zender van het *Philips Radio Laboratorium* is toegepast, bestaat in het gebruik van gedwongen trillingen in plaats van vrije trillingen („master-oscillator").

Men wekt daartoe, met behulp van een andere triode, trillingen op, die, na versterkt te zijn, de laatste groote triode, die direct in de antenne werkt, exciteert. De frequentie wordt zoodoende geheel bepaald door den „master oscillator", zoolang er althans geen terugwerking bestaat van de versterkte naar de onversterkte zijde.



*) Figuur 1. Substitutieschema voor piezo-electrisch kristal.

Een zeer fraaie oplossing om deze terugwerking geheel te voorkomen en zoodoende de frequentie van den zender bij telefonie nauwkeurig constant te houden, bestaat in de volgende maatregelen:

a. het gebruik van een *piëzo-electrischen kwarts oscillator*,

b. het gebruik van *frequentie-vermenigvuldiging* met behulp van triöden systemen.

a. Piëzo-electrische kwarts oscillator. P. en J. Curie vonden in 1880, dat bij het samendrukken van een kwartskristal, op de oppervlakten daarvan zich een electrische lading vertoonde van een grootte, die evenredig aan den druk werd gevonden en bedroeg 6.3×10^{-8} E. S. E. dyne, cM^{-2}.

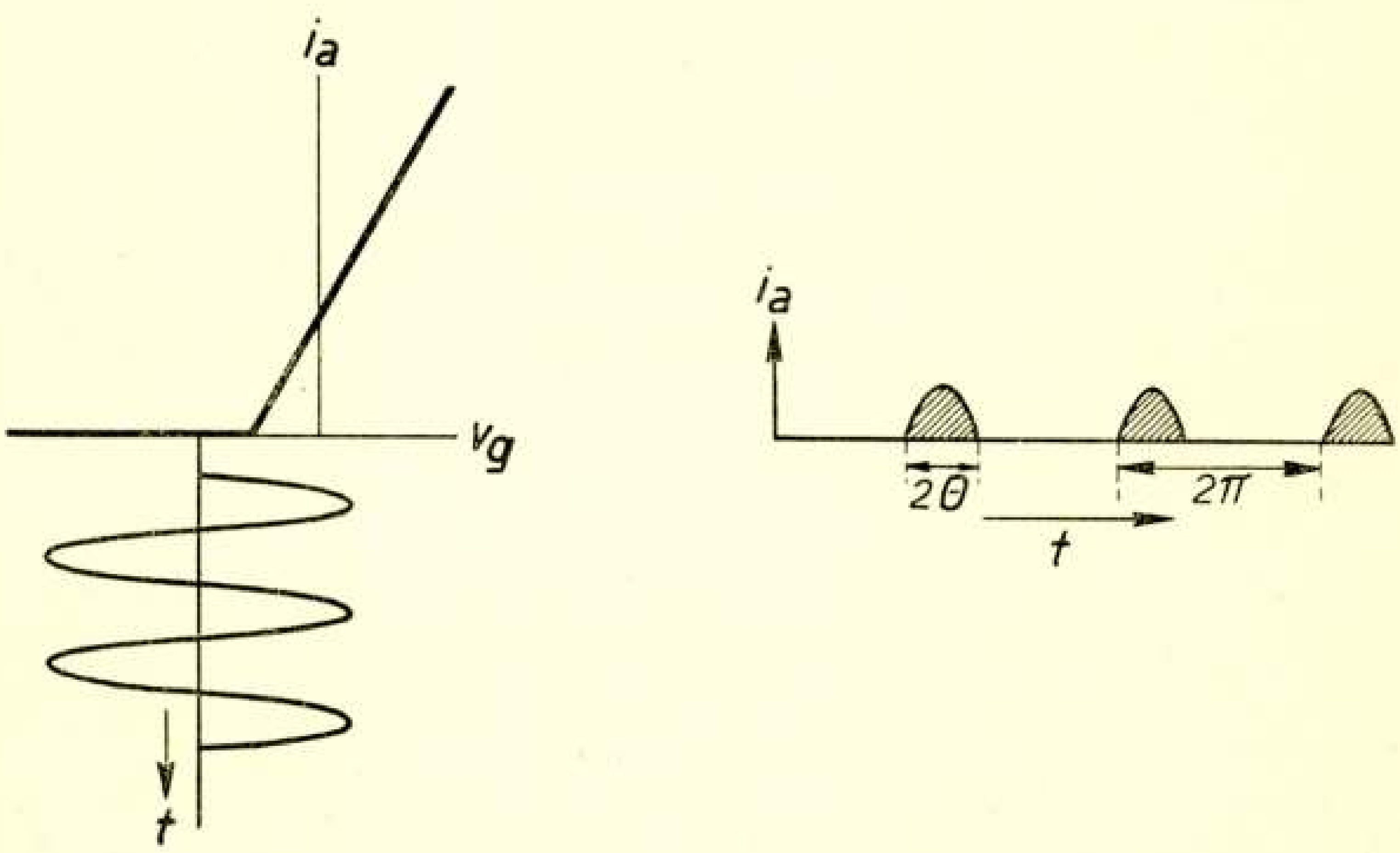
Dit effect is reversibel, en bij het aanbrengen van een lading en dus van een potentiaal verschil tusschen twee vlakken, zal het kwarts uitzetten of inkrimpen, al naar het teeken van het potentiaal-verschil.

Een snel wisselend potentiaal-verschil zal het kwarts derhalve

*) De cliché's werden ons welwillend door het Kon. Instituut van Ingenieurs in bruikleen afgestaan.

in snelle mechanische trilling brengen, die door de geringe mechanische demping van het kristal, in een heel klein frequentie-gebied een zeer groote amplitude zullen aannemen, wanneer de electrische opgedrukte frequentie overeenkomt met de vrije trillings frequentie van het kwarts kristal.

Enkele metingen aan kristallen [1]) brachten aan het licht, dat een kwarts kristal electrisch kan vervangen worden door een serie-schakeling van een weerstand r, zelfinductie L en capaciteit C en in de buurt van resonantie zou men met behulp van electrische metingen tusschen A en B en A' en B' geen verschil kunnen constateeren (fig. 1).



Figuur 2. Verband tusschen anodestroom en roosterspanning bij een oscilleerende triode, waarbij het mogelijk is de frequentie te verveelvoudigen.

De waarden, die men echter aan de substitutie grootheden r, L en C zou moeten geven, liggen vèr buiten het practisch mogelijk gebied.

In een meting vonden wij:

$r = 2530$ Ohm,

$L = 36$ Henry, $\lambda = 2430$ M.,

$C = 0.045\ \mu\mu F.$ *log. decrement* $= 0.28\ 10^{-3}$,

dus een zeer groote zelfinductie en uiterst kleine capaciteit. Natuurlijk is het uitgesloten een metalen keten met deze constanten te bouwen, maar het substitutie schema is van waarde om vóóruit het gedrag van kwarts resonatoren en oscillatoren in verschillende ketens te berekenen.

---

[1]) Gedenkboek Ned. Ver. voor Radiotelegrafie, p. 293, 1926.

Ook oscillatoren. Want verbindt men een dergelijk kwarts kristal op geschikte wijze aan een triode, dan zal bij juiste keuze van de electrische parameters het systeem gaan trillen met een frequentie die, zooals de berekening leert, buitengewoon dicht ligt bij de natuurlijke mechanische frequentie van het kwarts kristal. De reden hiervan is tweeërlei:

1°. is het natuurlijk logarithmisch decrement van het kristal zeer klein;

2°. kan als gevolg daarvan het kristal zeer los (capacitief) aan het triodesysteem gekoppeld worden, waardoor het zijn individualiteit meer bewaart dan een keten die noodzakelijkerwijze door zijn grooteren weerstand nauwer aan de triode moet worden gekoppeld om het systeem in trilling te kunnen brengen.

b. Frequentie-vermenigvuldiging met behulp van triode-systemen. Hierbij maakt men gebruik van het feit, dat de anode-stroom van een triode een niet-lineaire functie is van de roosterspanning. Het eenvoudigste overzicht over wat er gebeurt, verkrijgt men met een methode, die vroeger ook gebezigd is bij de berekeningen voor den grooten 200 kW. langegolf triodezender [1]). Men benadert daartoe de $i_a - v_g$ karakteristieken van een triode door een gebroken lijn als in fig. 2. De anodestroom bestaat, bij een groote negatieve roosterspanning, aldus uit korte stooten, die o.m. een tweede en derde harmonische bevatten. Door nu in de anodeketen een, op de tweede of derde harmonische afgestemde keten te plaatsen, zal daarover een in groote benadering sinusvormige wisselspanning ontstaan, die de dubbele of drievoudige frequentie heeft van de het rooster exciteerende spanning.

Door de beschreven middelen *a* en *b* verkrijgt men aldus een antennestroom waarvan, bij modulatie, de frequentie geheel onafhankelijk is van de momenteele anodespanning V_a, zoodat met een zuivere *amplitude-modulatie* gewerkt wordt.

De hoogfrequente wisselstroom in de antenne veroorzaakt straling van golven en bij gegeven antenne-dimensies, is in het algemeen deze straling grooter naarmate de frequentie hooger is, waardoor het antenne-rendement van korte-golfzenders gewoonlijk veel grooter is dan van lange-golfzenders, ja vaak van een andere grootte-orde. Deze goede *emissie* is één van de redenen, waarom het gebruik van ultra-korte-golven in de draadlooze voordeelen biedt, maar een veel belangrijker, ja de belangrijkste reden is,

---

[1]) *Tijdschrift van het Ned. Radiogenootschap*, II, 77, 1925.

het groote nuttig effect van de *transmissie*, waarover in de inleiding reeds werd gesproken.

Over deze *transmissie* valt heel wat te zeggen. In een onlangs verschenen litteratuur-overzicht over deze kwestie vindt men een litteratuur-opgave van 474 bijdragen op dit gebied. Het feit, dat de samenstelling van het aardoppervlak, dus of dit zee is of land, bij transmissie met ultra-korte-golven over zeer groote afstanden geen invloed heeft, maar de zonnestand een belangrijke rol daarbij speelt, wijst reeds direct op den grooten invloed, die de hooge atmosfeer daarop uitoefent. Het probleem van verbindingen over groote afstanden met ultra-korte-golven is dan ook een probleem van de hooge atmosfeer.

Uit enkele grafieken, die ik gaf in mijn voordracht van 6 Mei 1925 voor de Afdeeling Electrotechniek van het Kon. Instituut van Ingenieurs, blijkt, dat de absorptie van deze ultra-korte-golven bij het voortschrijden direct over den grond bijzonder hoog is. De amplitude van golven van 10 M. is b.v. na 1 K.M. gevallen op $\frac{1}{2000}$ van de begin-amplitude. Dat deze ultra-korte-golven dus nog gehoord worden op groote afstanden is slechts te danken aan den toestand van de atmosfeer, wier electrische eigenschappen juist zóó zijn, dat zij de voortplanting om de aarde heen op de meest onverwacht gunstige wijze beïnvloedt. Een volledig bevredigend antwoord op de vraag, hoe deze gunstige voortplanting van ultra-korte-golven door de atmosfeer geschiedt, is nog niet gegeven, ofschoon reeds veel onderzoekingen dienaangaande zijn gepubliceerd. Tal van vragen wachten hier echter nog op antwoord.

In groote trekken willen wij in het volgende de voornaamste gezichtspunten, de voortplanting van deze ultra-korte-golven betreffend, bezien.

In 1912 stelde Eccles [1]) de hypothese op, dat door de beweging van vrije electronen, die hoog in de atmosfeer aanwezig zijn, de golven boven sneller zouden loopen dan direct aan het aardoppervlak. De berekeningen door Eccles toen ontwikkeld, loopen geheel parallel aan de klassieke theorie van Lorentz, voor de beweging van electronen in metalen onder den invloed van electro-magnetische golven [2]). Uit de theorie volgt, dat wanneer een electro-magnetische golf deze vrije electronen hoog in de atmosfeer treft, onder den invloed van de electrische kracht in deze golf de electronen heen en weer zullen worden bewogen. De electronen zullen

[1]) Eccles, *Proc. Roy. Soc.*, 87, 79, 1912.

[2]) H. A. Lorentz, Theory of Electrons (Teubner).

dus een trillende beweging uitvoeren en wel is daarbij de snelheid juist 180° verschoven tegenover de diëlectrische verplaatsingsstroom, waardoor het effect ontstaat, alsof de diëlectrische verplaatsingsstroom (die er ook reeds zou zijn, als de electronen niet aanwezig waren), door de aanwezigheid van de electronen, verkleind werd. Dit komt overeen met een *schijnbare verkleining van de diëlectrische constante.*

Daar voorts de voortplantingssnelheid van een golf omgekeerd evenredig is met den wortel uit de diëlectrische constante, zal derhalve bij een verkleining van de laatste, de voortplantingssnelheid toenemen. De aldus verwachte toeneming van de phasesnelheid met de hoogte, zoo betoogde Eccles in 1912, zal de golven in de hoogere atmosfeer sneller doen loopen dan aan het aardoppervlak, met het gunstige gevolg, dat de golven met de kromming van de aarde zullen gaan meeloopen en deze kromming zullen volgen en dus overwinnen.

Ongetwijfeld is deze opvatting van Eccles, die wij de *refractietheorie* kunnen noemen, de voornaamste grondslag geweest voor alle verdere theorieën en bespiegelingen aangaande de golfvoortplanting door de atmosfeer. Bovendien echter moet men de oude hypothese van Heaviside en Kennelly niet uit het oog verliezen, die meer aan een reflectie tegen een geleidende laag dachten. De geleiding van deze laag komt dan tot stand door de botsing van electronen tegen moleculen.

Nu was de gangbare opvatting tot voor kort aldus: de lange golven planten zich in het gebied tusschen de aarde en de Heaviside-laag voort en worden door reflectie zoowel tegen de aarde als tegen de laag tusschen deze twee vlakken gehouden. Daarmede kreeg de uitbreiding van lange golven meer of minder een cylindrisch karakter. De baan van korte golven echter wordt hoofdzakelijk bepaald door de vergroote phase-snelheid, dank zij de bovengenoemde vermindering van de diëlectrische constante op groote hoogte.

In een onlangs verschenen uitgebreide studie op dit gebied [1]) komt echter Eckersley tot de conclusie dat, gedurende den dag alle golven korter dan $\lambda = 100$ M., en dat gedurende de nacht practisch alle golven (dus ook de zeer lange) door de boven besproken diëlectrische refractie hun bestemming bereiken. Slechts zou, volgens Eckersley, alleen bij dag voor golven van een lengte boven $\lambda = 1000$ M. de reflectie-theorie gelden.

---

[1]) T. L. Eckersley, *Journ. Inst. of Electr. Eng.*, 65, 600, 1927.

Eckersley baseert deze opvatting op de volgende redeneering: Men vindt experimenteel, dat elke vergrooting van de golflengte boven $\lambda = 1000$ M. en elke verkleining van de golflengte beneden $\lambda = 100$ M. een verbetering van de transmissie met zich brengt. Bovendien werd geconstateerd, dat een magnetische storm, waarbij veel extra electronen in de atmosfeer aanwezig zijn, 's nachts de absorptie van lange golven doet toenemen en overdag de absorptie van lange golven doet afnemen ($\lambda = 5000$ M. — 15.000 M.). Nu zal bij de voortplanting van golven door een refracteerend medium elke toeneming van de electronen-dichtheid de absorptie doen toenemen, en dus concludeert Eckersley, dat voor lange golven 's nachts de refractie-theorië en overdag de reflectie-theorie zou gelden.

Daarentegen brengt Prof. Appleton te berde, dat men theoretisch kan aantoonen, dat bij gegeven brekings-index (die zelf echter van de golflengte afhangt) de absorptie onafhankelijk is van de golflengte. [1])

O. i. komt de groote moeilijkheid in dit vraagstuk op het volgende neer. De atmosfeer is een lichaam waarin, ten gevolge van de electronendichtheid die, evenals de druk, met de hoogte verandert, de electrische eigenschappen, van punt tot punt varieeren, en de voortplanting van een golf door een dergelijk variabel medium is een uiterst gecompliceerd physisch probleem. Immers, wanneer wij, geheel van absorptie afzien, en derhalve het geleidingsvermogen op elk punt in het medium nul aannemen, en er derhalve slechts een variabele brekings-index overblijft, dan nòg blijft voor een gegeven medium de berekening van den stralengang daardoor een vrij gecompliceerd probleem, dat het eerst algemeen aangevat is in een klassieke verhandeling van prof. Lorentz [2]) uit 1906.

In het draadlooze geval hebben wij bovendien te doen met een eindig geleidingsvermogen. Daar komt nog bij, dat zoowel de brekings-index als het geleidingsvermogen beiden nog van de golflengte afhangen. En was nu het medium met deze eigenschap nog gegeven, dan zou men, althans benaderd, de voortplanting van golven daardoor kunnen nagaan, maar in het onderhavige draadlooze probleem is alleen het beginpunt en het eindpunt en de amplitude op beide plaatsen van de golven bekend en uit deze weinige gegevens moet men het medium terug-construeeren.

---

[1]) Zie discussie bij genoemde publicatie van Eckersley.

[2]) Lorentz, *Abhandlungen über theoretische Physik*, I, no. 16, Teubner 1907.

Er is evenwel gelukkig een andere wijze waarop het probleem kan worden aangevat. Men kan n.l. als oorzaak van de ionisatie van de atmosfeer aanwijzen:

a. het zonlicht;

b. de corpusculaire straling van de zon.

Het zonlicht ioniseert natuurlijk slechts aan de dagzijde van de aarde, terwijl de corpusculaire straling zoowel aan de nacht- als aan de dagzijde werkt. In een uitvoerige verhandeling leidt Prof. Dr. Jhr. G. J. Elias [1]) een waarschijnlijke waarde af van de ionisatie, zoowel bij dag als bij nacht. Hij komt daarbij tot de conclusie dat 's nachts een maximale electronen-dichtheid van 10^6 electronen per c.M^3 zich voordoet op een hoogte van ca. 87 K.M. en overdag de electronendichtheid van 1 electron per c.M^3 op een hoogte van 47 K.M, naar boven zeer snel toeneemt, zoodat de dichtheid op 50 K.M. hoogte 1000 en op 60 K.M. hoogte ca. 3.10^6 electronen per c.M.^{3} bedraagt. Van 70—100 K.M, zoo berekent prof. Elias, neemt de dichtheid verder langzaam toe tot ca. 10.10^6 electronen per c.M^3.

De schijnbare diëlectrische constante en het geleidingsvermogen, die beide van de gebezigde golflengte afhangen, worden door prof. Elias vervolgens berekend op de basis dat de snelheidstoeneming die een electron door de aanwezigheid van radiogolven op één vrije weglengte verkrijgt bij een daarop volgende botsing geheel verloren gaat.

Op grond van deze door prof. Elias aangegeven electronendichtheid als functie van de hoogte, heb ik voor golven van verschillende lengte (10,30, 100 M, 1 en 10 K.M.) de voortplantingssnelheid v/c en de absorptie a (gedefinieerd door: $E = E_0 e^{-ax}$) op verschillende hoogten berekend.

Om te zien of de aldus verkregen uitkomsten kloppen met de waarnemingen in de praktijk, moet men, vooral wat de ultra-korte golven betreft, een schatting maken van de banen van de golfstralen. Voor de verbinding tusschen twee punten op aarde is deze straal moeilijk te schatten. Maar men kan zich op de volgende wijze door het probleem heenslaan:

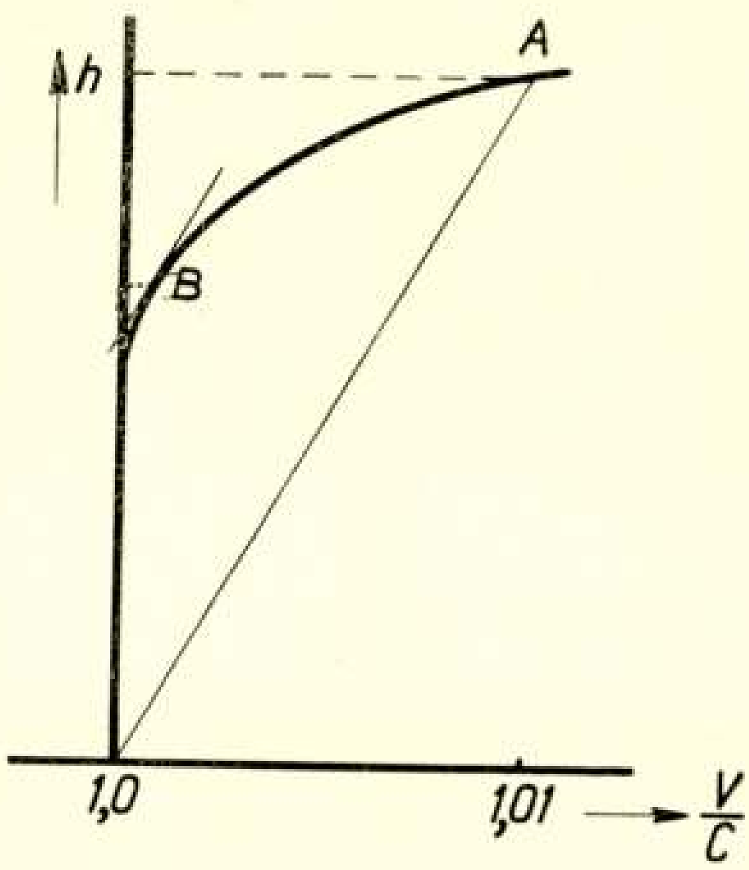
Zonder twijfel krijgt men een inzicht in de kern van de verschijnselen, wanneer wij een verklaring vinden van hoe een straal met de aarde kan meeloopen zonder groote absorptie te ondergaan, waardoor een signaal op een afstand van de orde van den aardomtrek kan worden overgebracht en nog met voldoend groote amplitude aan-

---

[1]) *Tijdschrift van het Ned. Radiogenootschap*, III, 1, 1926.

komt. Wij beschouwen dus niet hoe de straal de zend-antenne verlaat en vervolgens met de aarde meegebogen wordt, nòch hoe deze later weer naar beneden gebogen wordt en de ontvang-antenne treft, maar wij letten alleen op de mogelijkheid, hoe een straal met de aarde overal op constante hoogte kan meeloopen.

Beschouw daartoe de schematische fig. 3, waarin horizontaal de voortplantingssnelheid v (in verhouding tot die van het licht c) is afgezet als functie van de hoogte h. Wij zien dat direct op de aarde $\frac{v}{c} = 1$ is, en op de hoogte h overeenkomend met het punt A is de voortplantingssnelheid ca. 1.01 c. De kromme lijn



Figuur 3.

geeft aldus de voortplantingssnelheid aan op verschillende hoogten. Was deze voortplantingssnelheid nu gegeven door de rechte lijn die het punt A met den oorsprong verbindt, dan zou op alle hoogten de voortplantingssnelheid juist passen bij de kromming van de aarde (daartoe is noodig, dat op een hoogte van 100 k.M de voortplantingssnelheid met 1.5 pCt. is toegenomen) en de kromming van de stralen zouden op alle hoogten juist passen bij de kromming van de aarde.

In werkelijkheid moeten wij ons de voortplantingssnelheid als functie van de hoogte gegeven denken door een kromme van ongeveer den vorm als in de figuur. Trekken wij nu een raaklijn aan de kromme evenwijdig aan de lijn OA. Deze zal de kromme raken in een punt dat wij B noemen. In een klein gebied in de hoogte, even boven en even onder het punt B, zal de straal dus met de aardkromming meeloopen, en wij mogen verwachten, dat radioverbindingen met ultra-korte-golven over lange afstanden zullen

plaats hebben door stralen, die met de aardkromming meeloopen op een hoogte als aangegeven door het punt B, want op deze hoogte past de kromming van de straal bij de kromming van de aarde.

De voortplantingssnelheid v en absorptie-modulus α (uit de uitdrukking $E = E_0 e^{-\alpha x}$) nu kan met de bovengenoemde premissen op de volgende wijze worden uitgedrukt:

$$\frac{v}{c} = 1 + \frac{2\pi N e^2}{m \omega^2}$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_{cm}} \cdot \frac{2\pi N e^2}{m \omega^2} \cdot \frac{1}{\omega \tau} \qquad [cm^{-1}]$$

waarin ω de hoekfrequentie van de golf, N de electronendichtheid en τ de stoottijd van de electronen tegen de moleculen voorstelt (in sec). In practische eenheden worden deze uitdrukkingen:

$$\frac{v}{c} = 1 + 0\,44 \cdot 10^{-13} N \lambda^2_{cm.}$$

$$\alpha = 1.5 \cdot 10^{-24} \frac{N \lambda^2_{cm.}}{\tau_{sec}}$$

Uit de beschreven electronendichtheden berekent men aldus dat b.v. bij dag het punt B, dus de hoogte waarop de ultra-korte-golven zich hoofdzakelijk voortplanten, voor de golflengten van $\lambda = 10$ tot $\lambda = 100$ M, zich bevindt op een hoogte van ongeveer 50 à 55 K.M. Daar ter plaatse vindt men echter de volgende waarden voor α:

voor $\lambda = 10$ M

$h = 50$ K.M, $\alpha = 2 . 10^{-6}$ ($N = 1000$ electronen p. c.M^3)
$h = 55$ K.M, $\alpha = 2 . 10^{-4}$ ($N = 2 . 10^5$ „ „ „)

hetgeen wil zeggen, dat op een aardquadrant de amplitude van de golf zou gevallen zijn op een deel

$$h = 50 \text{ K.M}, \quad e^{-2.10^3} = 10^{-860}$$
$$h = 55 \text{ K.M}, \quad e^{-2.10^5} = 10^{-86000},$$

zoodat het ontvangen van dit signaal op dezen afstand uitgesloten zou zijn, omdat de amplitude veel te klein zou zijn.

Had men de hoogte waarop de straal zich voortplant gekozen als $h = 45$ K.M., dan zou men gevonden hebben:

$$h = 45 \text{ K.M.}, \ \alpha = 3\ 10^{-11}$$

en de amplitude zou op één aardquadrant gevallen zijn op

$$\varepsilon^{-0{,}03} = 0{,}97 \qquad (N = 1/100 \text{ electron per c.M.}^3),$$

d. w. z. de amplitude zou vrijwel geheel niet afgenomen hebben bij het doorloopen van een aardquadrant. Echter is het vrijwel uitgesloten, dat bij deze kleine electronendichtheden een voldoende snelheidsgradiënt met de hoogte bestaat om de stralen met de aardkromming te laten meeloopen.

Men ziet, dat met een dergelijke steile electronendichtheidsgradiënt als door prof. Elias berekent, de absorptie (die gekenmerkt is door α) van een andere grootte-orde wordt, wanneer men de stralen slechts 5 K.M. hooger door de atmosfeer laat loopen. De oplossing van de beschreven moeilijkheid, zoo komt het ons voor, kan wellicht gevonden worden op de volgende wijze:

1^0. wanneer dezelfde elektronendichtheden overdag ongeveer 10 K.M. hooger aangenomen worden, dan komt men in een gebied waar de stoottijd τ ongeveer 4 maal grooter is. Daardoor worden de berekende dempingsmoduli α ongeveer 4 maal kleiner:

2^0. enkele proeven van Harries in het laboratorium van prof. Frank in Göttingen uitgevoerd [1]) hebben aangetoond dat de stootverliezen van langzame electronen in stikstof veel kleiner zijn dan men zou verwachten volgens de hypothese, dat bij elke stoot alle energie van het electron werd ingeboet. Men kan wellicht op grond van deze proeven verwachten, dat de stootverliezen ongeveer 100 maal kleiner zijn dan volgens de bovenstaande hypothese. De effectieve in onze formules in te voeren τ, zou dus 100 maal grooter moeten worden genomen dan de normale stoottijden. Men zou aldus een verkleining verkrijgen van de boven berekende waarden van α in de verhouding van 1 op 400. Voor het geval van een electronendichtheid $N = 1000$, die zich dan zou voordoen op een hoogte van ca. 60 K.M., en waarbij de snelheidsgradiënt naar boven wellicht voldoende is om de buiging van de stralen aan te passen aan de kromming van de aarde, zou men aldus verkrijgen als waarde van de absorptie-modulus α:

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot 10^{-8}$$

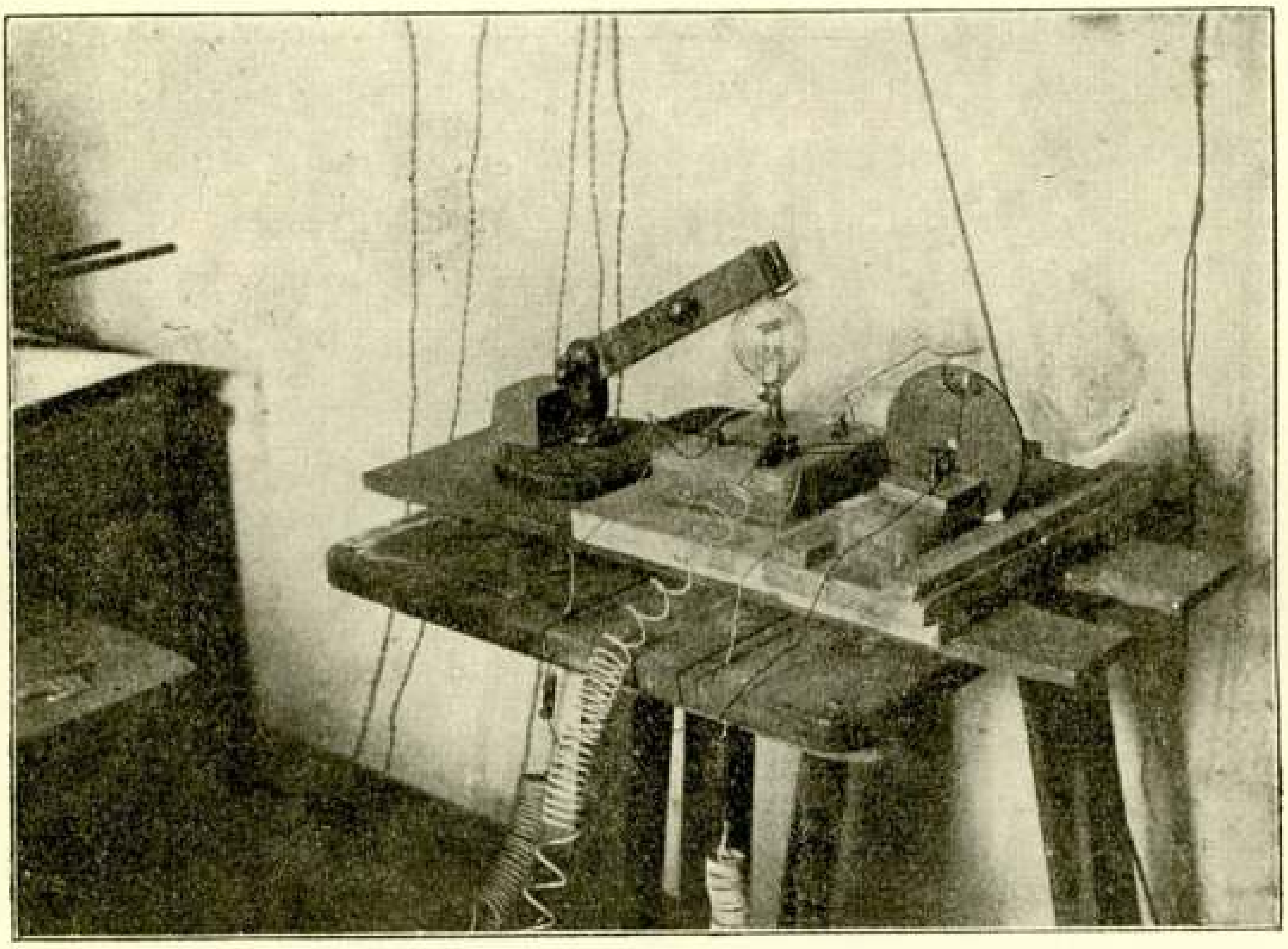
en zou men, na de voortplanting over een aardquadrant een amplitudeverhouding verwachten:

[1]) Ueber der Energieverlust langsamer Electronen heim Zusammenstosz mit Molekülen. *Zeitschr. f. Phys.*, 42, 26, 1927, op welk onderzoek dr. Holst bij een bespreking van de beschreven moeilijkheid mij attent maakte, waarvoor ik hem hierbij mijn dank betuig.

$$e^{-5} = 0.0067$$

wat van de juiste grootte-orde is.

Een verklaring van het experimenteel vastgestelde feit, dat een verdere verkleining van de golflengte beneden ongeveer $\lambda = 10$ M., *niet* met een verbetering van de transmissie gepaard gaat, zou voorts moeten worden gevonden in den gang van de stralen. Immers om voldoende gebogen te worden, moeten stralen van een nòg kortere golflengte hoogere lagen opzoeken, waarbij de electronendichtheid grooter is en daardoor de absorptie een grens stelt voor een goede transmissie.



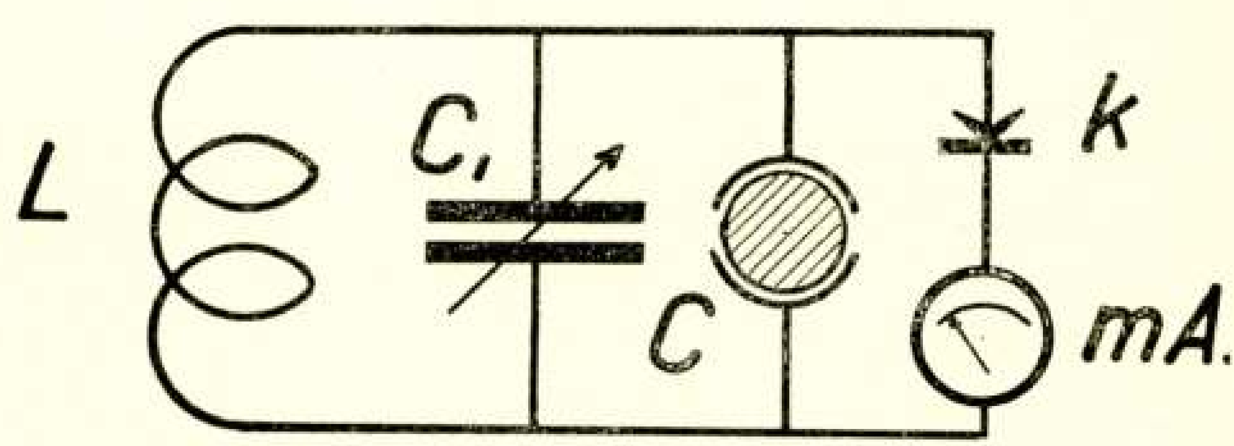
Figuur 4. Door den schrijver in 1918 gebruikte kleine triode-zender voor 3 M golflengte.

Samenvattend kunnen wij deze theorethische beschouwingen aldus formuleeren:

Voor een transmissie met ultra-korte-golven op groote afstanden is de gradiënt naar boven van de electronendichtheid in de hoogere atmosfeer van het uiterste belang, en deze gradiënt bepaald de hoogte, waarop de stralen met de aarde worden meegebogen. Alle ultra-korte-golven planten zich voort in een dunne schil in de atmosfeer, terwijl de dikte van deze schil misschien enkele kilometers bedraagt.

Bezien wij thans meer de *experimenteele zijde van de golf-transmissie.*

Zooals wij boven zagen, is de voornaamste invloed van de aanwezigheid van vrije electronen in de atmosfeer de door Eccles op theoretischen grondslag voorspelde verkleining van de diëlectrische constante. Dit vermoeden heb ik door het experiment kunnen bevestigen in 1918 [1]). Voor het onderzoek van het gedrag van geïoniseerde gassen onder den invloed van het hoogfrequent wisselveld werd toen een kleine triode-zender geconstrueerd van een gering vermogen met een golflengte van ca. 3 M. hetgeen toentertijd wel de kortste golf was, die met trioden was opgewekt. Een foto van de opstelling geven wij in fig. 4. Een beschrijving daarvan verscheen in *Phil. Mag.*, 1919, pag. 90. De triode, van het type zooals in het Engelsche leger in gebruik was, was gemonteerd zonder voet en een draaicondensator was niet beschikbaar, zoodat men zich met een geïmproviseerde variabele condensator moest behelpen. De golflengte van het trillend systeem werd op Lecherdraden gemeten en kon tot op één tiende millimeter nauwkeurig worden bepaald. Het is interessant hierbij op te merken, dat tegen-



Figuur 5. Schakeling voor het meten van de diëlectriciteitsconstante van geïoniseerde gassen.

woordig de Marconi-Mij. de golflengten van hun „Beam"-stations in millimeters nauwkeurig opgeeft.

Wij hebben nog eens, maar thans met meer moderne middelen, de metingen van de verkleining van de diëlectrische constante door de aanwezigheid van electronen herhaald.

In een lange cylindrische ontladingsbuis, waarvan in fig. 5 de horizontale doorsnede is weergegeven bij C, werd een ontlading onderhouden door een batterij. Om een deel van de buis sloten twee gebogen koperen platen als in de figuur is weergegeven, zoodat deze een condensator vormden, waarvan de gasontlading het diëlectricum was. Parallel aan deze „gascondensator" was een kleine variabele condensator C_1 geschakeld tezamen met een zelf-

[1]) Balth. van der Pol. De invloed van een geïoniseerd gas op het voortschrijden van electromagnetische golven. Dissertatie, Utrecht, 1920.

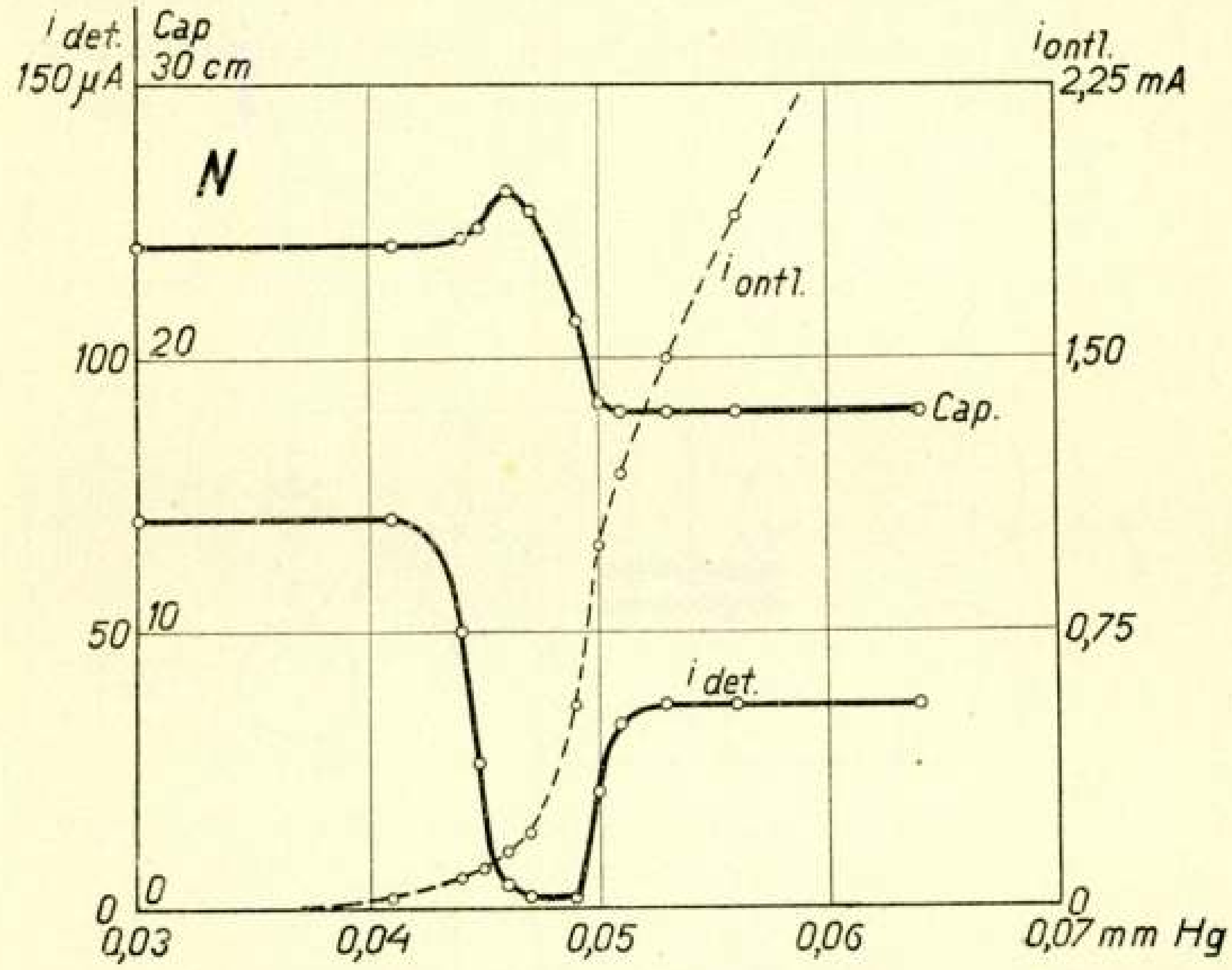
inductie L en een kristaldetector k met micro-ampèremeter *m.A.* Eerst werd de ontlading door de buis C afgezet en het systeem in resonantie gebracht met een uitwendige E.M.K. van een frequentie, overeenkomend met $\lambda = 550$ cM. Vervolgens werd de ontlading door de buis aangezet en werd, terwijl door pompen de druk geleidelijk werd verminderd, gemeten:

a. de stroom door de ontladingsbuis $i_{ontl.}$

b. de instelling van C_1 noodig ter verkrijging van resonantie,

c. de gelijkgerichte stroom i_{det}.

In fig. 6 is op deze wijze een serie waarnemingen met stikstof afgezet als functie van den druk in de buis.



Figuur 6. Capaciteitsverandering van een condensator, welks diëlectricum bestaat uit stikstof, waardoor een electrische ontlading wordt onderhouden. Het blijkt dat ε kleiner dan I en negatief kan worden.

Wij zien dat in het gebied rond 0.045 m.M. *Hg* de capaciteit C_1 vergroot moest worden ter verkrijging van resonantie, een bewijs derhalve, dat de schijnbare diëlectrische constante in de ontladingsbuis kleiner dan de eenheid was geworden.

Uit de krommen van fig. 6 kan bij een druk van ca. 0.045 m.M. *Hg* worden afgeleid, dat de effectieve diëlectrische constante ε aldaar bedraagt

$$\varepsilon = -1.0$$

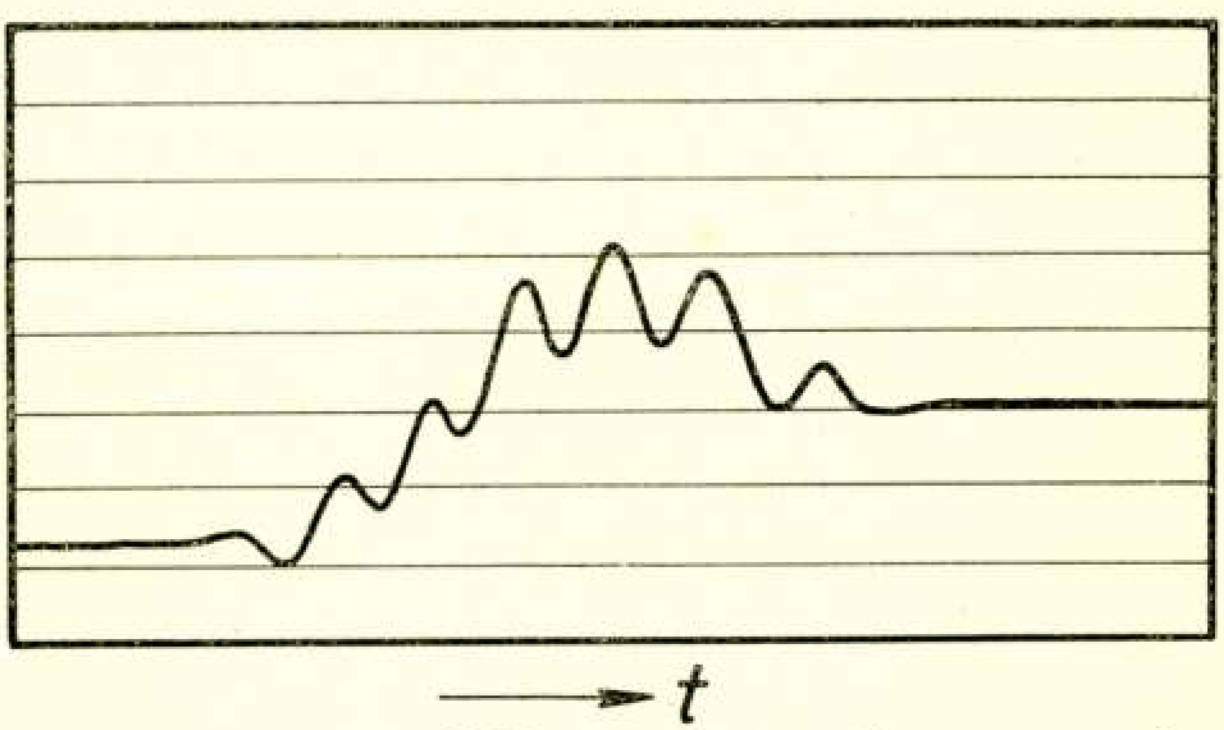
terwijl voor den effectieven stoottijd τ der electronen wordt gevonden

$$\tau = 2.6 \times 10^{-9}\ sec.$$

en de elektronen dichtheid bedraagt ca. 1.7×10^9 elektronen per c.m^3.

Deze proeven bevestigen dus de opvatting van de vergroote phase-snelheid der golven hoog in de atmosfeer en geven derhalve een verklaring van het gedrag van ultra-korte golven in het radio verkeer. Evenwel blijft de absorptie nog te hoog. Langen tijd na 1919 is, zoover den schrijver bekend is, deze kwestie verder elders niet nader experimenteel onderzocht. De groote successen van het moderne korte-golf-verkeer heeft waarschijnlijk de belangstelling voor dit verschijnsel opnieuw wakker geroepen en in April van dit jaar zijn dergelijke proeven herhaald door Gutton en Clément in *Nancy*, welke proeven een volkomen bevestiging inhouden van de resultaten van 1918 [1]).

Een direct bewijs van het naar beneden gebogen worden van stralen, die schuin naar omhoog zijn uitgezonden, is door Prof.



Figuur 7. **Ontvangst op 100 K.M. van den zender van een signaal, welks golflengte snel met den tijd varieert. Uit het golflengte-verschil tusschen de maxima en minima kan de hoogte der Heaviside-laag afgeleid worden.**

Appleton op zeer vernuftige wijze gegeven. Op een afstand van ca. 100 K.M. van een zender zal er een interferentie beeld op de aarde gevormd worden door de samenwerking van den straal, die direct den ontvanger treft en een straal, die daar eerst aankomt na door de hooge atmosfeer naar beneden gebogen te zijn. Hadden wij met licht te doen, dan zou men op den grond afwisselend lichte en donkere banden waarnemen, terwijl de plaats van deze banden en hun onderlinge afstand bepaald worden door de golflengte van den zender. Appleton [2]) kwam op het idee in een tijdsruimte van eenige seconden de zender-frequentie eenige pro-

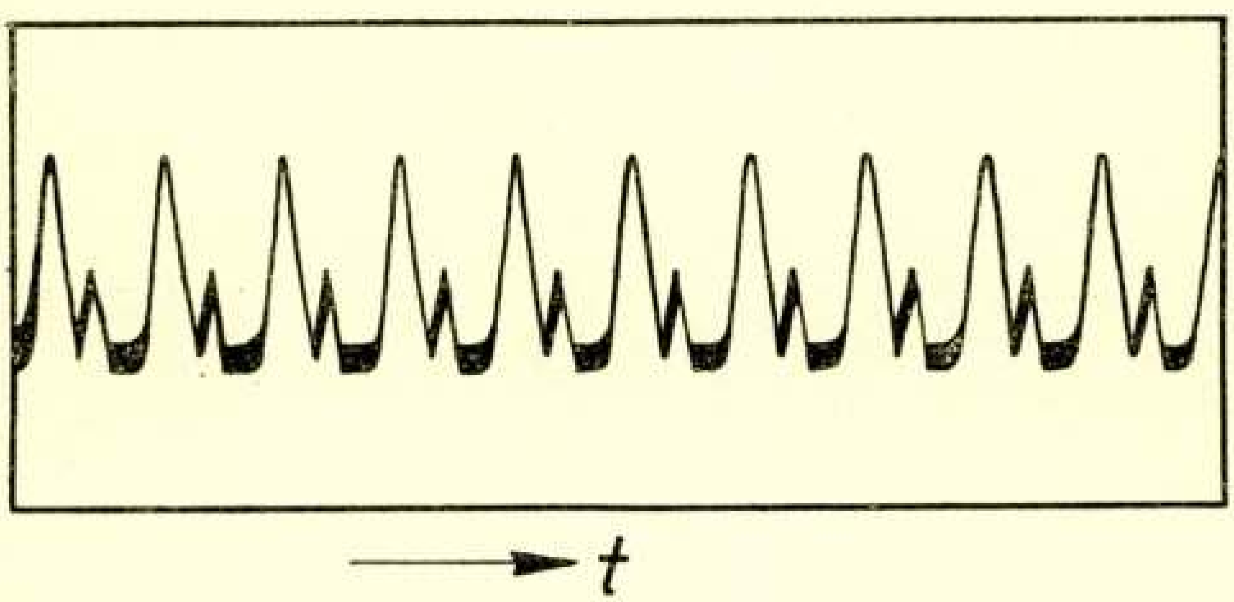
[1]) *Onde Electrique*, 6, 137, 1927.

[2]) *Proc. Roy, Soc.*, A, Vol. 113, p. 450, 1926.

centen te laten veranderen, waarbij dit interferentie beeld op de aarde zich in horizontalen zin moest bewegen.

Afwisselend „donkere" en „lichte" banden bewogen zich dus over den ontvanger en inderdaad werd een serie maxima en minima (zie fig. 7 welke ontleend is aan genoemde publicatie van Appleton) van de ontvangen stroomsterkte daarbij geconstateerd en hiermede was voor het eerst het directe bewijs geleverd van een straal, die uit de hooge atmosfeer naar beneden was gebogen en de hoogte van de Heaviside laag kon aldus worden bepaald en was ca. 100 K.M.

Een ander zeer fraai experimenteel bewijs is voorts geleverd door Breit en Tuve in Washington [1]). Op een afstand van ca. 13 K.M. van een korte-golf zender werd een ontvanger opgesteld De zender gaf als modulatie een serie korte stooten van een tijdsduur van de orde van 1/1000 sec. In elk zoo'n stoot hadden dus nog tal van hoogfrequente trillingen plaats.



Figuur 8. Ontvangst van signaalstooten op 12 K.M. van een kortegolf-zender.

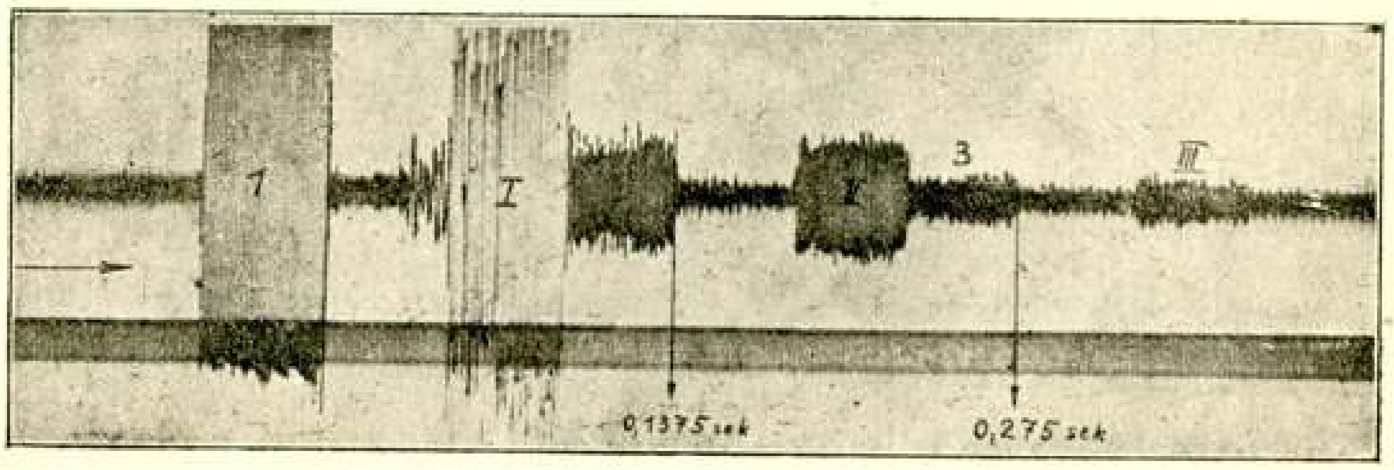
Elke stoot wordt dubbel ontvangen, uit het tijdsverschil kan de hoogte van de Heaviside-laag ongeveer berekend worden.

In plaats van dat nu met den ontvanger, die met een oscilligraaf verbonden was, ook een serie stooten werd geregistreerd, bleken, zooals bijgaande fig. 8, (aan genoemde publicatie van Breit en Tuve ontleend) laat zien, de stooten *dubbel* ontvangen te worden, en de verklaring is als volgt: de eerste stoot is telkens te danken aan den straal, die direct van den zender naar den ontvanger loopt, en de tweede stoot is te danken aan den straal, die door de atmosfeer is terug gebogen en die voor dezen langen weg meer tijd noodig heeft dan de directe straal, die over de aarde liep. Uit het tijdsverschil kan de hoogte van de laag worden bepaald en deze bleek te liggen tusschen 80 en 210 K.M. Men vond aldus een „echo".

[1]) *Phys. Rev.* 28, 554, 1926.

De ter verklaring van tal van verschijnselen noodzakelijke schatting van de elektronen dichtheid is ca. 10^6, een bedrag in goede overeenstemming met de door Prof. Elias op heel andere gronden berekende. Het is wellicht interessant als vergelijking hierbij op te geven, dat deze maximale electronendichtheid hoog in de atmosfeer van geheel dezelfde grootte-orde is als die bij de anode van een gewone ontvangtriode.

Behalve de „echo" door Breit en Tuve gevonden, komt ook nog een andere echo voor. Terwijl de eerstgenoemde echo, zooals wij zagen, te danken is aan een directe terugbuiging van een straal die de hooge atmosfeer treft, wordt de andere echo voortgebracht door een straal, die nog eenmaal ná den oorspronkelijken de aarde omgeloopen heeft en daarna den ontvanger voor de



Figuur 9. Registratie te Berlijn van in Rio-de-Janeiro afgezonden teekens.
Elk teeken werd driemaal ontvangen, waarbij de tusschenruimte overeenkomt met den aardomtrek, gedeeld door de lichtsnelheid.

tweede maal treft. Bij enkele uitzendingen met den korte-golfzender van het *Philips' Radio-laboratorium* werd, op voorstel van ir. Verff voor den microfoon een metronoom geplaatst, die seconden tikken gaf. Aan de luisteraars werd gevraagd goed op te letten, of deze tikken enkel dan wel dubbel werden gehoord en van meerdere zijden kwam later het bericht binnen, dat de tikken, twee, ja zelfs driemaal werden vernomen. De eerste tik was dan te danken aan den straal, die direct van den zender naar den ontvanger liep, de tweede nadat het signaal bovendien nog éénmaal en de derde bovendien nog tweemaal om de aarde was heengegaan. Voor één rondgang is een tijd noodig van ca. 1/7 seconden.

Dit echoverschijnsel vinden wij reeds beschreven in het bovengenoemde artikel van T. L. Eckersley en in twee onlangs verschenen publicaties van Quäck. In fig. 9 die aan het laatste artikel

van Quäck [1]) is ontleend, vindt men een oscillogram van twee signalen 1 en I uitgezonden met $\lambda = 15.66$ M. uit Rio-de-Janeiro en ontvangen bij Berlijn. De beide teekens 1 en I kwamen direct naar den ontvanger, de teekens 2 en II nadat zij nog eenmaal en de teekens 3 en III nadat zij nog tweemaal om de aarde zijn gegaan. Het tijdsverloop tusschen het origineel en de echo's komt nauwkeurig overeen met den berekenden tijd van ca. 1/7 sec., die een signaal noodig heeft om eenmaal de aarde te omcirkelen.

De uitgebreidheid van de stof maakte het onmogelijk om een volledig overzicht te geven van de vele wetenschappelijke vraagstukken, die zich bij de emissie, transmissie en receptie van ultrakorte golven voordoen. Wij hopen echter, dat het behandelde, althans in groote trekken, een beeld gaf van de huidige wetenschappelijke vraagstukken van een gebied der electrotechniek, waarvan de ontwikkeling door de samenwerking van tal van ingenieurs en natuurkundigen over de geheele wereld in snel tempo dag na dag voortgaat en waarvan het laboratorium de geheele aardbol is en vooral de atmosfeer. De wetenschappelijke vraagstukken van het moderne korte-golf-verkeer voeren ons aan alle zijden terug naar de klassieke physica van het begin van deze eeuw en ongetwijfeld zal de oplossing van tal van moeilijkheden op dit gebied gevonden kunnen worden, en zijn deze reeds voor een deel gevonden in de klassieke werken van de groote meesters der Physica van 1900.

---

[1]) Quäck, *Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik*, 28, 177, 1926; *Elektrische Nachr. Technik*, 4, 308, 1927.

BOEKBESPREKING

R. Keen, Wireless Direction Finding and Directional Reception. Iliffe & Sons Ltd. London.

Het werk vormt een uitgebreide editie van „Direction and Position Finding by Wireless".

Opvallend is dat, waar bij de vroegere uitgave het Bellini Tosi systeem door den schrijver als het belangrijkste werd beschouwd, nu de raam-antenne de voornaamste plaats inneemt.

Behalve het Bellini en Tosi systeem van de Marconi Cy worden thans dan ook de raam-antenne systemen van Telefunken, Federal, Société Française, Bureau of Standards etc., uitvoeriger behandeld.

Ingevoegd is een hoofdstuk over Beam Transmitters.

Het slot van het werk wordt gevormd door een uitvoerige handleiding tot het uitwerken der gevonden resultaten op de kaart.

Het boek mag voor dit speciale gebied een standaardwerk genoemd worden.

W.